

**HOLOGRAPHISCHE FILTERUNG MIT
DEFOKUSSIERTEN FOURIERHOLOGRAMMEN
ZUR FEHLERERKENNUNG AN
TRANSPARENTEN HALBTONMUSTERN**

Wolfgang Eckart

1978



Digitized by the Internet Archive
in 2026

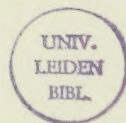
https://archive.org/details/IA41552314_0054

HOLOGRAPHISCHE FILTERUNG MIT DEFOKUSSIERTEN FOURIER-
HOLOGRAMMEN ZUR FEHLERERKENNUNG AN TRANSPARENTEN HALB-
TONMUSTERN

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
des Fachbereichs Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität zu München

vorgelegt von
Wolfgang Eckart
aus Berlin

München 1977



Erster Berichterstatter: Prof. Dr. R.Röhler

Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. J.Brandmüller

Tag der Promotion : 20.1.1978

I N H A L T

Einleitung	1
1. Frühere Untersuchungen zur optischen Informationsverarbeitung und Mustererkennung	4
2. Grundlegende Begriffe	9
2.1 Musterdarstellungen	9
2.1.1 Amplitudentransparenz und Ortsfrequenzspektrum bei kohärenter Beleuchtung	9
2.1.2 Intensitätstransparenz, Spektralfunktion, Autokorrelationsfunktion und Wienerspektrum	11
2.2 Fraunhofer- und Fresnelbeugung	13
2.3 Mustervergleich durch optische Filterung	19
2.3.1 Korrelations-, inverse und Differentiationsfilter bei kohärenter Beleuchtung	20
2.3.2 Inkohärente Filterung	27
2.3.3 Filterantworten	30
2.4 Aufzeichnung der Musterinformation	32
2.4.1 Filterhologramme auf Photomaterial	34
3. Untersuchungen zur Mustererkennung im Bereich zwischen Bildebene und Frequenzebene	44
3.1 Korrelationsfilter mit Filterhologrammen bei großflächigen Halbtonvorlagen	45
3.2 Intensitätsverhältnisse und Verschiebungsvarianz in ausgezeichneten Filterlagen	48
3.3 Einschränkung der theoretischen Werte durch das photographische Material	57

3.4	Korrelationsfilter im Bereich Fresnel- scher und Fraunhoferscher Beugung	61
3.5	Korrelationsfilter mit eingeschränktem Frequenzbereich	69
4.	Experimentelle Durchführung	70
4.1	Aufbau zur Aufnahme und Auswertung der Filterhologramme	70
4.2	Mustervorlagen und Versuchsdurchführung	77
5.	Messungen und Auswertung	86
5.1	Intensitäten und Verschiebungskurven bei einem Rechteckgitter	87
5.2	Verschiebungskurven der Mustervorlagen bei Allpassfilterung	92
5.3	Verschiebungskurven bei Hochpassfilterung	100
5.4	Selektivität der Hologramme und Trans- lationsvarianz	104
5.5	Einfluß des Gleichlichtanteils bei Allpass- filterung	110
	Zusammenfassung	113
	Literaturverzeichnis	115

Einleitung

Legt man einem Beobachter ein Originalmuster und eine Kopie dieses Musters vor und fordert ihn auf, einen Vergleich zwischen den beiden Musterinhalten zu machen, so wird er abhängig von der speziellen Aufgabenstellung die Unterschiede beschreiben können. Liegen jedoch Original- und Vergleichsmuster nicht gleichzeitig vor und ist überdies die Überprüfung sehr vieler Kopien notwendig, so ist eine sichere Aussage nur noch über charakteristische oder sehr erhebliche Abweichungen zu erhalten. Zusätzliche Fehlentscheidungen werden außerdem noch durch nachlassende Aufmerksamkeit eintreten.

GOLDBERG schlug deshalb 1927 ein inkohärentes optisches Maskenverfahren zur Mustererkennung vor. Weitere Untersuchungen zu diesem Problem führten zu einer Vielzahl von Varianten, wobei die Entwicklung eines Systems zum automatischen Erkennen von Zahlen und Buchstaben im Vordergrund stand. Durch die Anwendung der Erkenntnisse der elektrischen Nachrichtentechnik auf die optische Übertragungstheorie wurde dann eine mathematische Beschreibung des Erkennungsprozesses möglich. Die Erfindung des Lasers durch MAIMANN 1960 und JAVAN et al. 1961 und die Anwendung holographischer Methoden führten schließlich zur angepassten Korrelationsfilterung nach VANDER Lugt. Wie bei den inkohärenten Verfahren war auch hier die Erkennung alphanumerischer Zeichen mit digitaler Transparenzfunktion von besonderem Interesse. Im Gegensatz zu einer allgemeinen Art von Mustererkennung mit beliebigen Tonwerten treten aber dann nur die Transparenzwerte 0 und 1 auf. In gleicher

Weise unterscheidet sich die Auswertung der Korrelations-signale. Bei der Erkennung eines alphanumerischen Zeichens soll das Filtersystem digital anzeigen, ob eine Identität mit der gespeicherten Information vorliegt. Bei der Mustererkennung ist aber bei nicht korrektem Vergleichsmuster auch der Grad der Übereinstimmung mit dem Original von Interesse, wobei die Ähnlichkeit durch die Höhe des normierten Ausgangssignals angezeigt werden soll.

Eine genaue Aussage über die Art des Musterfehlers oder über den Ort ist jedoch bei Korrelationsfilterung nur unter bestimmten Voraussetzungen zu machen. Diese Aufgabe kann durch Bildsubtraktionsverfahren gelöst werden, die aber wegen ihrer extremen Justierabhängigkeit stark eingeschränkte Bedeutung besitzen.

In der vorliegenden Arbeit soll nun die Methode der angepassten Filterung nach VANDER Lugt auf ihre praktische Verwendbarkeit zur Erkennung großflächiger Halbtonmuster untersucht werden. Eine Einschränkung der Flexibilität der optischen Mustererkennung besteht nämlich einerseits in den technischen Problemen der Filterherstellung auf photographischem Material und andererseits in der strengen mathematischen Zuordnung zwischen Muster und Filterhologramm.

Bei der Herstellung eines Filterhologramms mit einem großflächigen Halbtonmuster als Objekt treten infolge des hohen Gleichlichtanteils und des Überwiegens niedriger Ortsfrequenzen in einem zentralen Bereich um die optische Achse so hohe Intensitätsunterschiede auf, daß infolge des beschränkten Hubes des Photomaterials wesentliche

Bereiche überbelichtet werden und somit nicht zur Erkennung beitragen. Es wird deshalb untersucht, welchen Einfluß das Verlassen der Ortsfrequenzebene, was zu einem raschen Abbau der Zentrumsintensität führt, auf die Selektivität und Justierabhängigkeit des Erkennungsprozesses hat.

Die strenge mathematische Zuordnung zwischen Muster und optimal angepassten Filter ermöglicht Fehlinterpretationen hinsichtlich der Ähnlichkeit vom Originalmuster und Vergleichsmustern, da Musterfehler im Gegensatz zu menschlicher Beobachtung nicht nach ihrer Bedeutung zum Gesamthalt gewertet werden können. Beschränkt man aber die Anzahl der möglichen Musterfehler, so kann man die Anforderungen an das Erkennungssystem genauer festlegen und die Filterung den vorgegebenen Mustern und Fehlmustern anpassen.

Um dazu Anhaltspunkte zu erarbeiten, werden die Antworten von Filterhologrammen in einem kohärenten Mustererkennungssystem bei Verlassen der Ortsfrequenzebene untersucht, und mit den Werten der reinen Korrelationsfilterung und des holographischen Maskenverfahrens verglichen.

Als Originalvorlage wird ein Diapositiv eines Halbtonmusters mit großflächigen Musterelementen benutzt. Die Fehlmuster zeigen Abweichungen, die als charakteristisch bei der Herstellung von Kopien einer Originalvorlage angenommen werden und in einer Veränderung der Transparenz, der Form und der Lage einzelner Musterelemente bestehen.

1. Frühere Untersuchungen zur optischen Informationsverarbeitung und Mustererkennung

Methoden zur automatischen Erkennung von Mustern, Musterfehlern und alphanumerischen Zeichen ohne Mitwirkung eines menschlichen Beobachters und damit zusammenhängende, praktische Probleme wurden in zahlreichen Arbeiten untersucht. Im Vordergrund, insbesondere bei kohärenter Filterung, stehen dabei die Untersuchungen zur Erkennung alphanumerischer Zeichen mit digitaler Transparenzfunktion, wobei also die Amplitudentransparenz nur die Werte 0 und 1 annimmt. Eine Verallgemeinerung auf Halbtonmuster ist deshalb nicht in allen Fällen möglich. Als Ausgangspunkt der inkohärenten Verfahren kann man das von GOLDBERG 1927 in einem Patent vorgeschlagene Maskenverfahren annehmen. Die kohärente Korrelationsfilterung wurde durch die Erfindung des Lasers ermöglicht und in der grundlegenden Arbeit von VANDER Lugt 1964 vorgeschlagen. Eine Vielzahl von Untersuchungen beschäftigte sich im folgenden mit den Problemen bei der praktischen Durchführung der Frequenzfilterung, und es wurden Abänderungen angegeben, die die Lösung bestimmter Probleme optimierten.

Die theoretischen Grundlagen zu dem gesamten Bereich brachte die Anwendung der Arbeiten zur elektrischen Nachrichtenübertragung von KÜPFMÜLLER und NYQUIST 1924 auf die inkohärente optische Abbildung durch DUFFIEUX 1946. Eine Zusammenfassung aller wesentlichen Elemente der Informationstheorie in der Optik findet man bei RÖHLER 1967.

Ins einzelne gehende Betrachtungen über die Anwendungen der Methoden der Hochfrequenztechnik bringt RHODES 1953, der die Zusammenhänge von Amplitudenmodulation und Phasenmodulation des Trägers Licht beschreibt, wobei Bandbe-

grenzungen, Dunkelfeldverfahren und ähnliche Eingriffe erläutert werden. Das optische Analogon zur elektrischen Einseitenbandübertragung untersucht LOHMANN 1956, wobei er sich auf Zernicke-Gabor-Objekte mit geringer Modulation beschränkt. Allgemeinere Überlegungen zur optischen und elektrischen Nachrichtenübertragung findet man bei ELIAS 1953.

Zur inkohärenten Mustererkennung beschreibt KOVAZNAY et al. 1957 ein Verfahren, das eine allgemeinere Faltung zweier Funktionen als das Goldmannsche Maskenverfahren ermöglicht. McLACHLAN, 1962, schlägt eine Anordnung nach dem Prinzip einer Viellochkamera vor, womit sich inkohärente Faltungen und Korrelationen durchführen lassen. Gibt man der abbildenden Linse in einem Mustererkennungssystem eine bipolare Amplitudentransparenzfunktion mit den Werten $+1$ und -1 vor, so erreicht man optisches Differenzieren, wodurch sich die interessierenden Musterelemente hervorheben lassen - TRABKA und RÖTLING, 1964. Dieses sehr aufwendige Verfahren läßt sich nach einem Vorschlag von MIRANDE, 1974, auch mit einfacheren Filterfunktionen erreichen. Einen anderen Weg beschreiten LOHMANN und WERLICH 1971, die in einem ersten Arbeitsgang kohärent ein Fourierhologramm des Musters herstellen, das dann zur inkohärenten Filterung benutzt wird. Ein Bildsubtraktions- oder Additionsverfahren, das mit symmetrischen Objekten in der vorderen Brennebene eines Linsensystems mit verschiebbaren Gittern zwischen beiden Linsen arbeitet, schlägt ROBLIN 1975 vor. Binäre Frequenzfilter benutzen O'NEILL et al., 1956 und CUTRONA 1960 zur Differentiation, Kantenbetonung und Demodulation inkohärenter Bildstrukturen. Binäre Masken zur Zeichenerkennung beschreiben LOHMANN und ARMITAGE 1965. Eine Übersicht über die mei-

sten bekannten Verfahren findet man in einer Veröffentlichung von VANDER Lugt, 1968. Die Voraussetzungen zu den grundlegenden Arbeiten dieses Autors in den Jahren 1964 und 1966 zur kohärenten Korrelationsfilterung schufen Veröffentlichungen von MARÉCHAL und CROCE 1953 über die Theorie der optischen Filterung sowie die Untersuchungen zur Holographie von GABOR 1948, 1959. Als weitere Autoren zu diesem Problemkreis müssen noch LEITH und UPATNIEKS 1962/1963/1964 erwähnt werden, die, von nachrichtentechnischen Überlegungen ausgehend, die unter einem Winkel einfallende Referenzwelle vorschlugen. KOZMA und KELLY, 1965, untersuchten hauptsächlich den Einfluß photographischer Materialien.

Die Methode der Korrelationsfilterung von Halbtonvorlagen zur Auffindung von Bilddetails in Satellitenbildern wird bei GRAY und BARNETT 1975 beschrieben. Im allgemeinen werden jedoch wegen des problematischen Gleichlichtanteils bei Halbtonmustern Trägerfrequenz- oder Bildsubtraktionsverfahren vorgeschlagen. GOODMAN und STRUBIN 1973 zeigen, daß bei Anwendung eines Trägerfrequenzverfahrens in den einzelnen Beugungsordnungen jeweils Teile des Frequenzspektrums der Vorlage optimal belichtet werden. Bei den Bildsubtraktionsverfahren wird durch Interferometeranordnungen der Gleichlichtanteil unterdrückt - BURCH et al. 1968, MATSUDA et al. 1971, FINK et al. 1972, RAU 1966, GABOR et al. 1965. Andere Autoren schlagen Gitterinterferometer vor - DASHIELL und LOHMANN 1973, LEE et al. 1970. Ein System mit holographischer Zwischenaufnahme beschreibt DEBRUS et al. 1971, 1972. Die Methode der Apodisation wendete PERNICK et al. 1970 an, um die ebenfalls den Belichtungsumfang des Filmmaterials überschreitenden niederen Ortsfrequenzen hervorzuheben. BINNS et al. 1968 schlägt vor, bei Korrelationsfiltern einfach die niederen Ortsfrequenzen überzubelichten, da die hohen Frequenzen eine Vorlage charak-

terisieren. Dies schränkt jedoch die zu verwendenden Muster stark ein. Ein holographisches Maskenverfahren untersuchen GALLI 1973 und RÖHLER und GALLI 1975, wobei sie gegenüber dem inkohärenten Maskenverfahren eine Verbesserung der Erkennungssicherheit und Translationsabhängigkeit finden.

Auf dem Gebiet der Zeichenerkennung untersucht WINZER 1974 an einem Spalt variabler Länge die Einflüsse von Beschränkungen des übertragenen Frequenzbereichs bei Korrelationsfiltern auf Autokorrelationssignale. Diese Bandbegrenzung, die durch die begrenzte Aussteuerbarkeit des Filmmaterials entsteht und je nach Belichtungswahl verschiedene Frequenzbereiche unterdrückt, führt aber auch zu einem Verlust an Information, wie BESTENREINER et al. 1972 an der Lesbarkeit alphanumerischer Zeichen zeigen. Dieser Autor und OLIVEI 1975 zeigen, daß beim Verlassen der Frequenzebene die nicht zu verarbeitenden Intensitätsspitzen abgebaut werden und der Belichtungsumfang für das photographische Material erträglich wird. Allerdings werden auch bei Defokussierung Ortsfrequenzbereiche unterdrückt - MUELLER und CARLSON 1973. MALLIK und ROBLIN 1974 vermuten jedoch nur eine unterschiedliche Abschwächung des Kontrasts.

Übersteuerungen des Filmmaterials führen nun nicht nur zur Verminderung des Informationsgehalts, sondern sie machen das ganze Übertragungsverhalten des Systems nicht-linear. Diese Linearität ist aber notwendig, um Translationsinvarianz der Vorlage zu erhalten - LOWENTHAL 1965. Weitere Einschränkungen bringen Aperturbegrenzungen und Aberrationen des optischen Systems - LOHMANN und PARIS 1965, BROUSSEAU und ARSENAULT 1975. Durch geeignete Wahl des Abbildungssystems kann man jedoch eine

Quasilinearität erreichen. Hier herrscht dann Ortsinvarianz für eine beschränkte Systemklasse - ARSENAULT 1972, ARSENAULT und BROUSSEAU 1973. Zu einem Abfall des Korrelationssignals bei Verschiebung der Vorlage führt ferner der Volumeneffekt von Hologrammen - KOGELNIK 1969. Dabei ist nach Messungen von DOUKLIAS und SHAMIR 1973 der praktische Einfluss erheblich größer als theoretisch zu erwarten, und es ergibt sich überdies eine Verschiebung des Maximums. Eine Verbesserung läßt sich allerdings durch Unterdrücken der 0-ten Ordnung erreichen.

Die für die Fehlererkennung an großflächigen Halbtonmustern wichtigen Grundlagen und Techniken aus dem Bereich der optischen Informationsverarbeitung werden im folgenden beschrieben und die Einflüsse des photographischen Materials berücksichtigt. Der Vorschlag, die Frequenzebene zu verlassen und die Filterung im Bereich quasi-Fraunhoferscher Beugung durchzuführen, wird aufgegriffen, und die Möglichkeiten zur Verbesserung der Selektivität bei der vorliegenden Musterklasse werden untersucht.

2. Grundlegende Begriffe

2.1 Musterdarstellungen

Fällt auf ein transparentes Muster – und nur solche sollen hier betrachtet werden – Licht auf, so erfährt die Lichtwellenfront eine Veränderung, die exakt dem Muster zugeordnet ist. Führt man nun Untersuchungen an derartigen Vorlagen durch, so ist es daher in vielen Fällen eine erhebliche Vereinfachung, statt der Transparenzfunktion der Vorlagen selber die Lichtverteilung an einem anderen Ort, etwa der Ortsfrequenzebene, zu untersuchen. Dazu sollen im folgenden einige Zusammenhänge bei kohärenter und inkohärenter Beleuchtung betrachtet werden, wobei in dieser Arbeit der Spezialfall der kohärenten Beleuchtung von besonderem Interesse ist.

2.1.1 Amplitudentransparenz und Ortsfrequenzspektrum bei kohärenter Beleuchtung.

Bei der Abbildung mit kohärenter Beleuchtung wird die Objektstruktur eines transparenten Musters durch ihre Amplitudentransparenzfunktion $f(\xi, \eta)$ dargestellt. Eine ebenfalls eindeutige Beschreibung liefert ihr zugeordnetes Ortsfrequenzspektrum $F(x, y)$. Der Zusammenhang zwischen diesen beiden Darstellungen ist dabei durch die Fouriertransformation gegeben.

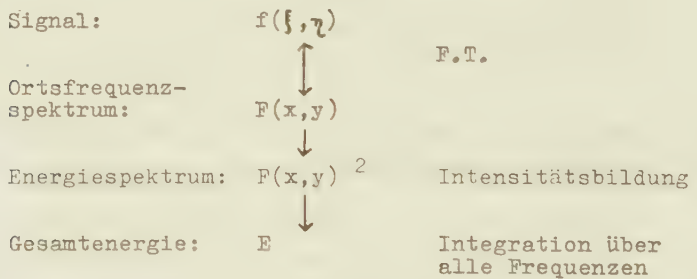
$$F(x, y) = \text{F.T.} (f(\xi, \eta)) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta) \exp\{-2\pi i \cdot (\xi x + \eta y)\} d\xi d\eta \quad /1/$$

Diese Amplitudengrößen sind allerdings einer Messung nicht zugänglich, da Empfänger von Licht nur auf Intensitäten reagieren. Meßbar sind also nur die Ener-

giegrößen $|f(\xi, \eta)|^2$ und $|F(x, y)|^2$. Allerdings gehen dabei alle Phaseninformationen verloren, so daß eine eindeutige Zuordnung nicht mehr gegeben ist.

Eine Registrierung der Amplituden ist jedoch durch holographische Verfahren möglich, worauf später zurückgekommen wird.

$|F(x, y)|^2$ hat die Dimension einer Energie und wird Energiespektrum genannt. Eine Integration über alle enthaltenen Frequenzen ergibt die Gesamtenergie. Im folgenden Schema werden die Zusammenhänge noch einmal dargestellt:



Betrachtet man den Verlust an Information, der durch die nicht eindeutige Beziehung zwischen $F(x, y)$ und $|F(x, y)|^2$ entsteht, so bedeutet das für die Mustererkennung folgendes: Die Anwesenheit von Musterdetails wird durch ihre spektrale Intensität dargestellt, das Wissen über die Lage innerhalb des Gesamtmusters ist aber durch das Verschwinden der Phaseninformation verlorengegangen. Der Übergang zur

Gesamtenergie läßt dann auch die Information über die Musterdetails verschwinden und hat nur noch Aussagekraft über die mittlere Intensitätstransparenz.

2.1.2 Intensitätstransparenz, Spektralfunktion, Autokorrelationsfunktion und Wienerspektrum

Bei der Abbildung mit inkohärenter Beleuchtung kann man ein Muster als eine zweidimensionale Leuchtdichteverteilung $g(\xi, \eta)$ beschreiben, die sich in einfacher Weise aus der Intensitätstransparenz $\tau(\xi, \eta)$ ergibt. Diese Funktion kann man etwa durch punktweises Photometrieren der Vorlage erhalten.

Entsprechend dem kohärenten Fall bietet auch hier wieder das Spektrum $G(x, y)$ eine gleichwertige Beschreibung. Dabei gilt:

$$G(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} g(\xi, \eta) \exp\{-2\pi i(\xi x + \eta y)\} d\xi d\eta \quad /2/$$

Bildet man das reelle Produkt $G(x, y) \cdot G^*(x, y) = |G(x, y)|^2$ (Wienerspektrum), so ist wiederum die Lageinformation verlorengegangen. Geht man weiter zum integrierten Wienerspektrum, so gilt aus physikalischen Gründen:

$$W = \iint_{-\infty}^{+\infty} |G(x, y)|^2 dx dy = \iint_{-\infty}^{+\infty} |g(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \quad /3/$$

(Theorem von PLANCHEREL)

Eine Information über die Objektstruktur ist hierin nicht mehr enthalten.

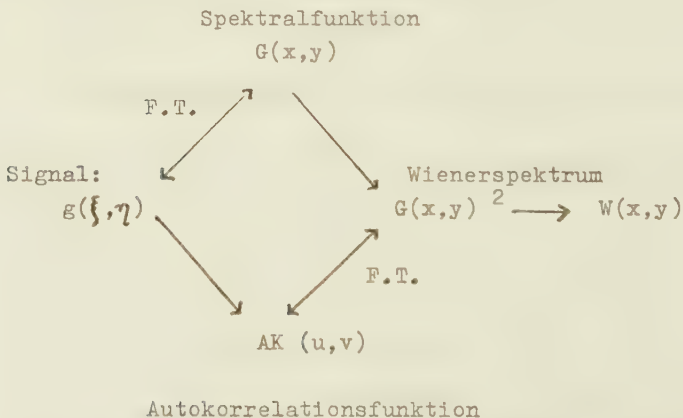
Ein weiterer Weg, um das Wienserspektrum $|G(x,y)|^2$ aus der Signalfunktion $g(\xi, \eta)$ zu erhalten, führt über die Autokorrelationsfunktion:

$$AK(u,v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} g(\xi, \eta) g(\xi - u, \eta - v) d\xi d\eta \quad /4/$$

Den Zusammenhang mit dem Wienserspektrum liefert das Wiener-Khinchin-Theorem, welches besagt, daß das Wienserspektrum von $g(\xi, \eta)$ der Fouriertransformierten der Autokorrelationsfunktion $AK(u,v)$ gleich ist.

$$|G(x,y)|^2 = \iint_{-\infty}^{+\infty} AK(u,v) \exp\{-2\pi i(ux+vy)\} du dv \quad /5/$$

Es besteht also folgender Zusammenhang:



Weiterhin soll noch der Zusammenhang zwischen $F(x,y)$ im kohärenten Fall und $G(x,y)$ im inkohärenten Fall hergestellt werden.

$$\text{Da:} \quad g(\xi, \eta) = |f(\xi, \eta)|^2 \quad /6/$$

$$\text{folgt:} \quad G(x, y) = \text{F.T.} \left\{ |f(\xi, \eta)|^2 \right\} \quad /7/$$

$$\text{Bildet man: } AK(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} F(w, z) F(x-w, y-z) dw dz, \quad /8/$$

so erhält man durch Fouriertransformation aus dem Faltungsintegral /8/ ein Produkt:

$$\text{F.T.}^{-1} \left\{ P(x, y) \right\} = |f(\xi, \eta)|^2 \quad /9/$$

Aus /7/ und /9/ folgt dann:

$$G(x, y) = \text{F.T.} \left\{ \text{F.T.}^{-1} \left\{ AK(x, y) \right\} \right\} = P(x, y). \quad /10/$$

Dies ist aber:

$$G(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} F^*(w, z) F(w+x, z+y) dw dz. \quad /11/$$

Die Spektralfunktion $G(x, y)$ gleicht also der Autokorrelationsfunktion des Ortsfrequenzspektrums $F(x, y)$.

2.2 Fraunhofer- und Fresnelbeugung

Da in der vorliegenden Arbeit Mustererkennung in kohärenter Beleuchtung durchgeführt wird, soll in kurzer Form eine Betrachtung der Fraunhoferschen und als allgemeiner Fall der Fresnelschen Beugung folgen. Die Fraunhofersche Beugung gewinnt ihre Bedeutung dadurch, daß ihre Darstellung formal dasselbe Aussehen wie das Ortsfrequenzspektrum bei kohärenter Beleuchtung besitzt. Als Spezialfall der Fresnelschen Beugung ist ihr Gültigkeitsbereich jedoch stark eingeschränkt. Die Abb. 1 möge die einzelnen Voraussetzungen klarmachen. Das Licht falle parallel in der ξ, η

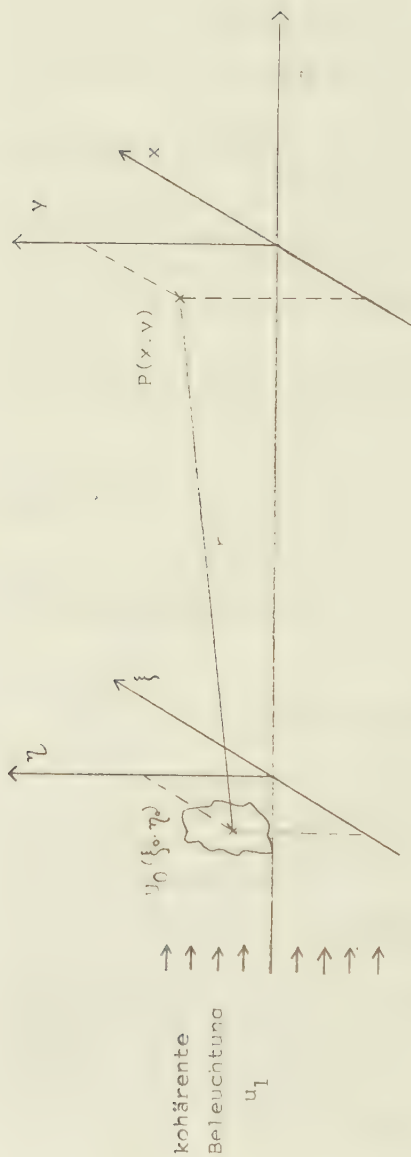


Abb. 1 Zur Entwicklung der quadratischen Fresnelnäherung

Die beugende Struktur liegt in der ξ, η -Ebene. Die von dem Punkt $U_0(\xi_0, \eta_0)$ ausgehende Beugungerscheinung wird in der x, y -Ebene im Punkt P beobachtet.

Ebene ein, so daß die Beleuchtungsamplitude u_1 von ξ und η unabhängig sei.

Dann gilt:

$$u(P) = C \iint_{-\infty}^{+\infty} u_0(\xi, \eta) \frac{1}{r} \exp\{ikr\} d\xi d\eta \quad /12/$$

Unter der Voraussetzung kleiner Beugungswinkel und großen Abstandes von Objektebene und Beobachtungsebene $z \gg \xi, \eta, x, y$, kann r im Exponenten durch eine Reihenentwicklung und im Nenner durch z ersetzt werden. Ferner wird die Beugungserscheinung nicht auf einer Kugel, sondern in einer Ebene senkrecht zur optischen Achse im Abstand z vom beugenden Objekt beschrieben (quadratische Fresnel-Näherung).

Es gilt:

$$r^2 = z^2 + (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2. \quad /13/$$

Aus /12/ und /13/ ergibt sich nach einigen Umrechnungen:

$$u(x, y) = \frac{C}{z} \exp\{-ikz\} \exp\left\{\frac{-ik(x^2 + y^2)}{2z}\right\} \iint_{-\infty}^{+\infty} u_0(\xi, \eta) \times \\ \times \exp\left\{\frac{ik(\xi x + \eta y)}{z}\right\} \exp\left\{\frac{ik(\xi^2 + \eta^2)}{2z}\right\} d\xi d\eta \quad /14/$$

Dieses Integral läßt sich als Fouriertransformation der Funktion:

$$U_0(\xi, \eta) \exp\left\{\frac{-ik(\xi^2 + \eta^2)}{2z}\right\} \quad /15/$$

auffassen.

Vernachlässigt man dieses quadratische Phasenglied mit der Voraussetzung:

$$\xi^2 + \eta^2 \ll \lambda z, \quad /16/$$

so kommt man zur Fraunhoferschen Näherung. Da diese im Fernfeld beobachtet wird, soll die Amplitude nun nur noch in Abhängigkeit von den Beugungswinkeln α, β betrachtet werden. Dabei ist: $\alpha = \frac{x}{R}$; $\beta = \frac{y}{R}$.

Es ergibt sich:

$$u(\alpha, \beta) = \frac{C}{z} \exp\{-ikz\} \exp\left\{-ik\left(\frac{x^2+y^2}{2z}\right)\right\} \iint_{-\infty}^{+\infty} U_0(\xi, \eta) \times \\ \times \exp\{ik(\alpha\xi + \beta\eta)\} d\xi d\eta \quad /17/$$

Abgesehen von den Vorfaktoren ist das Integral von der Form des zweidimensionalen Fourierintegrals.

Um die Beobachtungsentfernung zu verkürzen, untersucht man die Beugungserscheinungen in der Brennebene einer Linse.

Dazu möge noch folgende Überlegung dienen:

Die Fresnel-Näherung in Gleichung /14/ stellt die Faltung der Funktion $u_0(\xi, \eta)$ mit der sogenannten Dispersionsfunktion des Raumes $\exp\left\{\frac{ik}{2z}(\xi^2 + \eta^2)\right\}$ dar. Diese wird durch eine Linse der Brennweite f und der daraus folgenden Amplitudentransparenz:

$$t(\xi, \eta) = \exp\left\{\frac{-ik}{2z}(\xi^2 + \eta^2)\right\}, \quad /18/$$

also einer Sammellinse, rückgängig gemacht. Dies gilt allerdings nur für $f=z$:

Ist $z \neq f$, so liegt der Fall Fresnelscher Beugung vor, die als defokussierte Abbildung betrachtet werden

kann. Es ergibt sich ein Beugungsbild, bei dem die Dispersionsfunktion des Raumes nicht vollständig durch die kompensierende Amplitudentransparenz der Transformationslinse ausgeglichen ist. Betrachtungen zu der dann entstehenden Lichtverteilung und zum Übergang von Fraunhoferscher in Fresnelsche Beugung werden in Kap. 3.4 angestellt.

Bei der vorausgegangenen Betrachtung der Fraunhoferschen Beugung in der hinteren Brennebene einer Linse wurde vorausgesetzt, daß sich die beugende Öffnung in der vorderen Brennebene befindet (Abb. 2a). Da dies aber keine zwingende Notwendigkeit ist, und auch in der vorliegenden Arbeit nicht dieser spezielle Objektort gewählt wurde, soll eine Betrachtung über mögliche Objektlagen folgen. Als Voraussetzung für die Gültigkeit der folgenden Überlegungen soll stets gelten, daß keine Vignettierung durch die Transformationslinse auftritt. Ferner wird wiederum kohärente parallele Beleuchtung angenommen.

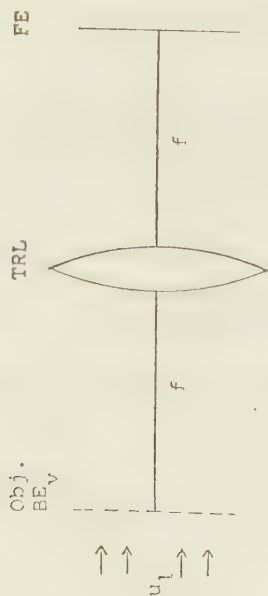
$$U(x_f, y_f) = D \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta) \exp\left\{\frac{-2\pi i}{\lambda f} (\xi x_f + \eta y_f)\right\} d\xi d\eta. \quad /19/$$

Bei den Fällen 2b), 2c), bei denen das Objekt direkt vor der Transformationslinse bzw. hinter der Transformationslinse liegt, erscheinen Phasenvorfaktoren, die die entstehenden Kugelwellen beschreiben.

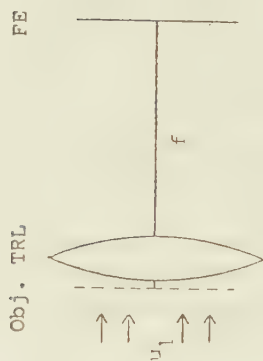
Im Fall 2b) gilt:

$$U(x_f, y_f) = D \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2f} (x_f^2 + y_f^2)\right\} \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta) \exp\left\{\frac{-2\pi i}{\lambda f} (\xi x_f + \eta y_f)\right\} d\xi d\eta \quad /20/$$

a)



b)



c)

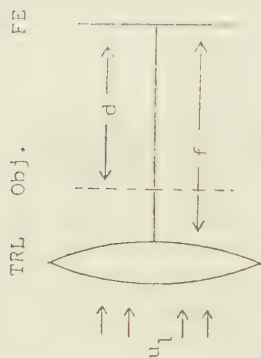


Abb. 2 Verschiedene Lagen des Objekts zur Transformationslinse

a) Vordere Brennebene BE_v

b) Direkt vor der Transformationslinse TRL

c) Zwischen hinterer Brennebene (Frequenzebene FE) und Transformationslinse

Liegt das Objekt wie im Fall 2c) hinter der Linse, so gilt:

$$U(x_f, y_f) = D \exp\left\{\frac{ik}{2d} (x_f^2 + y_f^2)\right\} \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta) \exp\left\{-\frac{2\pi i}{\lambda d} (x_f \xi + y_f \eta)\right\} d\xi d\eta \quad /21/$$

In diesem Fall 2c) ist das entstehende Fourier-spektrum zusätzlich noch im Maßstab von dem Abstand d zur Brennebene abhängig.

2.3 Mustervergleich durch optische Filterung

Es liege ein Muster vor. Dies gelte als Originalmuster. Die Aufgabe besteht darin, die Übereinstimmung eines zweiten mit dem Originalmuster zu untersuchen. Die Übereinstimmung wird durch einen Korrelationswert beschrieben, der bei richtiger Musterfunktion und Justierung einen Maximalwert annehmen soll. Dieser Mustervergleich soll durch optische Filterung durchgeführt werden. Dazu werden im folgenden verschiedene Filterfunktionen und Filterlagen beschrieben. Der erste Teil beschreibt Filterfunktionen bei kohärenter Beleuchtung, wobei hier Frequenzebenenfilter betrachtet werden, während im zweiten Teil bei inkohärenter Beleuchtung der Mustervergleich in der Bildebene stattfindet. Für die beschriebenen Filter soll dann die Filterantwort bei Muster- und Lagefehlern im letzten Abschnitt untersucht werden. Für die Lagefehler interessiert hierbei nicht nur die Filterantwort auf Lagefehler von Musterdetails, sondern auch die Abhängigkeit von der richtigen Justierung des zu vergleichenden Musters. Die Beschreibung der Filterherstellung als Hologramm bleibt dem Abschnitt 2.4.1 vorbehalten.

2.3.1 Korrelations-, inverse und Differentiationsfilter bei kohärenter Beleuchtung

Die Anordnung zur kohärenten Filterung zeigt Abb. 3. Das kohärent und parallel beleuchtete Muster stehe in der vorderen Brennebene P_1 der Linse L_1 . Diese bildet in ihrer Brennebene die Fouriertransformierte der Transparenzfunktion $f(\xi, \eta)$ mit $R = \frac{x}{\lambda F}$, $\frac{y}{\lambda F}$:

$$\text{F.T. } (f(\xi, \eta)) = F(R) \quad /22/$$

In dieser Ebene P_2 werden die Filter eingebracht, die auf das Ortsfrequenzspektrum $F(R)$ wirken. Die Linse L_2 transformiert das gefilterte Ortsfrequenzspektrum in die Messebene P_3 .

Das inverse Filter $H(R)$ wird durch die Transparenzfunktion:

$$H(R) = \frac{1}{F(R)} \quad /23/$$

beschrieben. Dies ergibt hinter dem Filter die Amplitude:

$$H(R) \cdot F(R) = \text{const.} \quad /24/$$

Die Rücktransformation in die Meßebe P_3 ergibt einen hellen Fleck auf der optischen Achse:

$$a(u, v) = \text{F.T. (const.)} = \delta(u, v). \quad /25/$$

Bei Verschiebung des Objekts um die Strecke ξ' , kommt zu /24/ ein Phasenfaktor hinzu:

$$F(R) \cdot H(R) = \text{const.} \cdot \exp\{2\pi i \xi' R\} \quad /26/$$

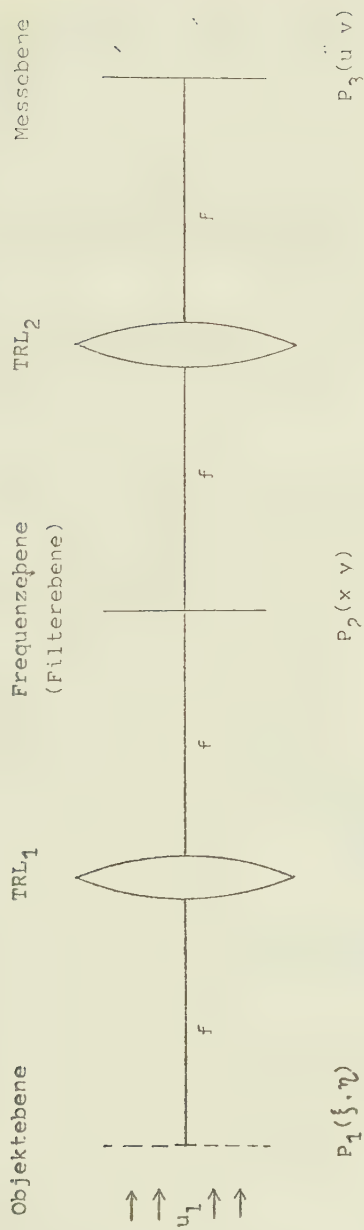


Abb. 3 Anordnung zur Korrelations-, Invers- und Differentiations-filterung

Daraus resultiert in der MeßeEbene eine Verschiebung des hellen Flecks:

$$a(u', v') = \delta(u' - u, v') \quad /27/$$

Diese inverse Filterung entspricht einer Faltung der Objektfunktion $f(\xi, \eta)$ mit der Fouriertransformierten der Filterfunktion.

$$A(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta) \cdot h(u - \xi, v - \eta) d\xi d\eta \quad /28/$$

wobei: $h(u, v) = \text{F.T.}(H(R))$.

Zur Zeichenerkennung wurde ein solches Filter von LOHMANN und PARIS synthetisch hergestellt (1968). Eine direkte photographische Herstellung ist jedoch nicht möglich, da bei der Aufzeichnung der Intensität die Phaseninformationen verlorengehen. Einen Ausweg bietet das holographische Verfahren.

Die dabei mögliche Aufzeichnung der Phaseninformation führte zu den 1964 von VANDER LUGT vorgeschlagenen angepaßten (matched) Filtern (Abb. 4). Verwendet man als Transparenzfunktion des Filters:

$$H(R) = F^*(R), \quad /29/$$

so ergibt sich bei der Rücktransformation nach P_3 die Autokorrelationsfunktion:

$$P(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta) f^*(\xi - u, \eta - v) d\xi d\eta \quad /30/$$

Dies ergibt sich aus:

$$F(R) \cdot H(R) = F(R) \cdot F^*(R) \quad /31/$$

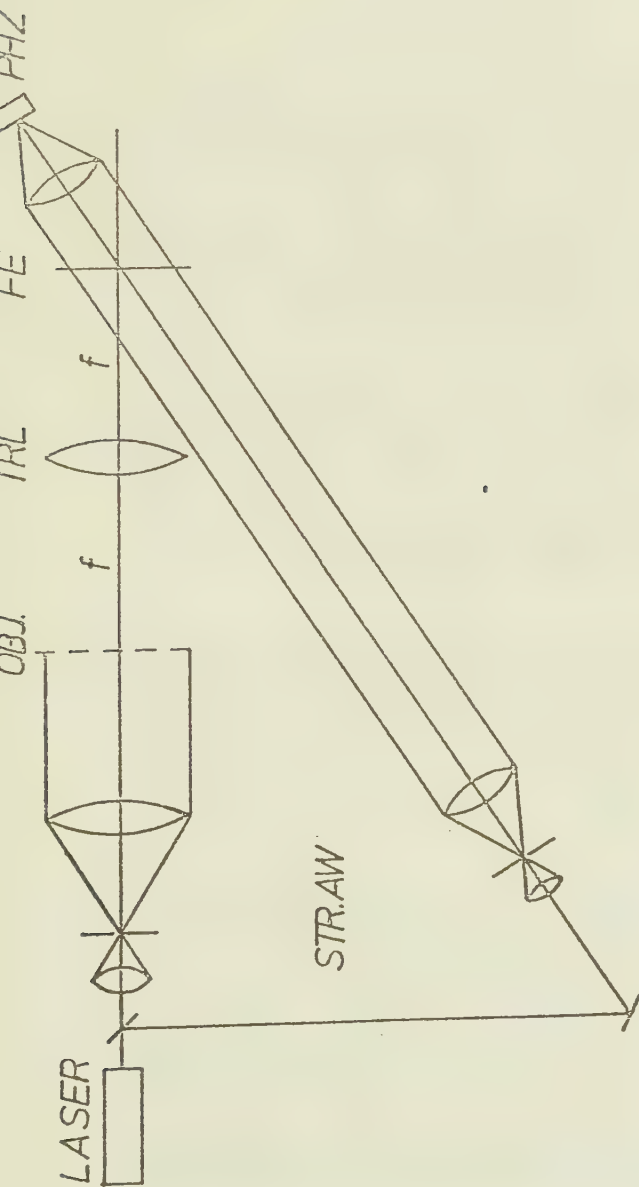


Abb. 4 Holographische Korrelationsfilterung nach VANDER LUGT.

In der Frequenzebene wird das Ortsfrequenzspektrum des

Objektes mit der Referenzwelle überlagert und das Filter-

hogramm aufgenommen. Zur Wiedererkennung wird die Referenz-

welle abgedeckt und das Korrelationssignal mit der Photo-

zelle gemessen.

TRL Transformationslinse, STR.AW Strahlaufweitungssystem

Es ist aber:

$$F(R) \cdot F^*(R) \xrightarrow{\text{F.T.}} \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta) \cdot f^*(\xi - u, \eta - v) d\xi d\eta \quad /32/$$

Eine Verschiebung des Musters führt analog Gl./26/ zu einer Amplitude hinter dem Filter:

$$F(R) F^*(R) \exp 2\pi i R \xi' \quad /33/$$

und Rücktransformation in die Meßebene ergibt:

$$\begin{aligned} P(u, v) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp\{2\pi i \xi' R\} F(R) \cdot F^*(R) \exp\{2\pi i u R\} dR \\ &= \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi, \eta) f^*(\xi - \xi' - u, \eta - v) d\xi d\eta \quad /34/ \end{aligned}$$

Das heißt, der Erkennungsfleck in der Bildebene ist aus der optischen Achse gewandert.

Entspricht die Transparenzfunktion des zu vergleichenden Musters nicht der Originalfunktion $f(\xi, \eta)$, sondern einer fehlerhaften Funktion $f_2(\xi, \eta)$, so entsteht in der Ebene P_3 die Kreuzkorrelation der beiden Funktionen:

$$P_{12}(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f_2(\xi - u, \eta - v) f^*(\xi, \eta) d\xi d\eta. \quad /35/$$

Korrelationen zwischen zwei verschiedenen Funktionen sind aber kleiner als die Autokorrelation.

Dazu muß jedoch eine Normierung des Ausgangssignales in der Ebene P_3 vorgenommen werden. Diese wird im allgemeinen bei der elektronischen Weiterverarbeitung durchgeführt und berücksichtigt die gesamte durch das Muster hindurchtretende Energie. Dann gilt für die normierte Intensität S_{11} des Ausgangssignals

einer Autokorrelationsfilterung unter Berücksichtigung von /35/:

$$\begin{aligned}
 |S_{11}|^2 &= \frac{\left[\iint_{-\infty}^{+\infty} |f(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \right]^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |f(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} = \\
 &= \iint_{-\infty}^{+\infty} |f(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \quad /36/
 \end{aligned}$$

und für die normierte Intensität $|S_{12}|^2$ des Ausgangssignals einer Kreuzkorrelationsfilterung mit der fehlerhaften Funktion $f_2(\xi, \eta)$:

$$|S_{12}|^2 = \frac{\left[\iint_{-\infty}^{+\infty} f^*(\xi, \eta) f_2(\xi, \eta) d\xi d\eta \right]^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |f_2(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \quad /37/$$

Die Schwarz'sche Ungleichung besagt, daß:

$$\begin{aligned}
 \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} f^*(\xi, \eta) f_2(\xi, \eta) d\xi d\eta \right|^2 &\leq \iint_{-\infty}^{+\infty} |f(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \cdot \\
 &\cdot \iint_{-\infty}^{+\infty} |f_2(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \quad ; \quad /38/
 \end{aligned}$$

also ist:

$$\begin{aligned}
 |S_{12}|^2 &= \frac{\left| \iint_{-\infty}^{+\infty} f^*(\xi, \eta) f_2(\xi, \eta) d\xi d\eta \right|^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |f_2(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \leq \\
 \iint_{-\infty}^{+\infty} |f(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta &= |S_{11}|^2 \quad /39/
 \end{aligned}$$

Dies besagt, daß $|S_{12}|^2 \leq |S_{11}|^2$, wobei das Gleichheitszeichen für ein korrektes Vergleichsmuster gilt.

Ist das Muster großflächig, d.h. es enthält niedrige Ortsfrequenzen und einige Sprünge, sowie über große Strecken gleiche Werte der Transparenzfunktion, so ist es vielfach günstiger, bei der Korrelationsfilterung den Gleichlichtanteil nicht zu berücksichtigen. Dies führt zu der Korrelationsfilterung von Transparenzfunktionsgradienten (LOWENTHAL und BELVAUX, 1967).

Der Differentialquotient:

$$\frac{df}{d\xi} = f'(\xi) \quad /40/$$

ergibt Fourier-transformiert:

$$F'(R) = \text{const.} \cdot R \cdot F(R). \quad /41/$$

Dies führt zu der notwendigen Filterfunktion:

$$H(R) = \text{const.} \cdot R^2 \cdot F^*(R). \quad /42/$$

Das heißt, dem Korrelationsfilter wird eine ortsabhängige Transparenzfunktion überlagert. Vereinfacht kann man auch im Zentrum der Beugungserscheinung eine Blende anbringen, um den Gleichlichtanteil zu unterdrücken.

Wenn die Mustertransparenz von der Form:

$$L + f(\xi) \quad /43/$$

ist, wobei L der Gleichlichtanteil und $f(\xi)$ das interessierende Objekt ist, so ergibt sich in der

Frequenzebene das Spektrum zu:

$$L \delta(x) + F(R). \quad /44/$$

Dabei ist der erste Term der nicht interessierenden Gleichlichtanteil. Dieser Gleichlichtanteil wird durch eine kleine Blende mit dem Radius ϵ im Zentrum ausgeblendet. Die Blende wird durch:

$$T(x) = \begin{cases} 0 & |x| \leq \epsilon \\ 1 & |x| > \epsilon \end{cases} \quad /45/$$

beschrieben. Das Spektrum /44/ wird mit dieser Transparenzfunktion $T(x)$ zu:

$$\tilde{F}(R) = T(x) (L \delta(x) + F(R)) \sim F(R). \quad /46/$$

Dieses $F(R)$ kann nun wieder zur Herstellung eines Filters benutzt werden, das im wesentlichen nur noch die Funktion $f(\xi)$ beschreibt. Zu berücksichtigen ist allerdings, daß durch die begrenzte Ausdehnung des Musters nicht nur ein δ -Impuls im Zentrum entsteht, sondern eine sinc-Funktion. Als ausreichend ist aber anzunehmen, wenn das zentrale Maximum ausgeblendet wird.

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Filterarten bei kohärenter Beleuchtung wurden immer in der Frequenzebene betrachtet. Eine allgemeine Diskussion der Mustererkennung mit Korrelationsfiltern im Bereich Fresnelscher und quasi-Fraunhoferscher Beugung soll dem Kapitel 3. vorbehalten bleiben.

3.2 Inkohärente Filterung

Bei inkohärenter Filterung gelten nicht mehr die einfachen Gesetzmäßigkeiten der Amplitudenfilterung in der Frequenzebene. Ein Maskenverfahren zur Muster-

erkennung in der Bildebene wurde jedoch schon vor langer Zeit vorgeschlagen (GOLDBERG, 1927). Eine Anordnung dazu zeigt Abb. 5. Die inkohärente Lichtquelle wird durch die Linse L_1 vergrößert, durchstrahlt die zu vergleichenden Muster mit den Transparenzfunktionen $\tau_1(\xi, \eta)$ und $\tau_2(\xi, \eta)$, und wird dann durch L_2 auf eine Photozelle PHZ abgebildet. Die Transparenzen müssen in direktem Kontakt stehen und genau justiert sein. Da dies zu technischen Schwierigkeiten führt, kann durch weitere Abbildungen eine Verbesserung des Verfahrens erreicht werden. Die auf die Photozelle fallende Intensität wird durch:

$$I = C \cdot \iint_{-\infty}^{+\infty} \tau_1(\xi, \eta) \tau_2(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad /47/$$

beschrieben.

Im Gegensatz zu den kohärenten Filterungen sind hier allerdings keine holographischen Methoden notwendig; die Selektivität des Verfahrens ist jedoch nur unter bestimmten Voraussetzungen gut.

Eine Korrelation zweier Transparenzfunktionen ist aber auch bei inkohärenter Beleuchtung durch geeignete Wahl der Übertragungsfunktion des Abbildungssystems möglich. Die Leuchtdichtefunktion des Originalmusters sei $g(\xi, \eta)$. Die Übertragungsfunktion des Systems $D(R)$ muß nun so ausgelegt werden, daß eine zweite Leuchtdichtefunktion des zu überprüfenden Musters $g_v(\xi, \eta)$ mit der Originalfunktion korreliert erscheint.

$$I(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} g_v(\xi, \eta) g^*(\xi - u, \eta - v) d\xi d\eta \quad /48/$$

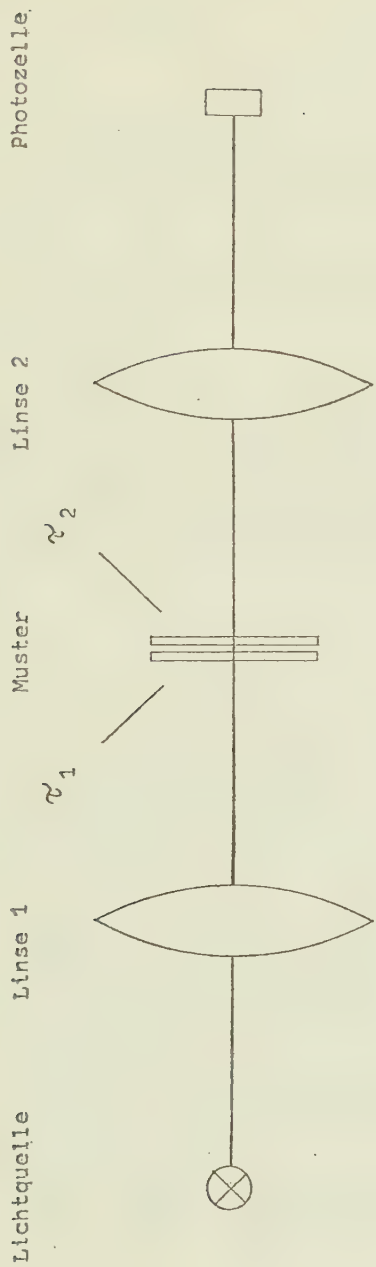


Abb. 5 Inkohärente Mustererkennung mit Maskenverfahren nach GOLDBERG

Dies wird im Fourierraum der Intensitäten durch:

$$I(R) = G_v(R) \quad G^*(R) = G(R) \cdot D(R) \quad /49/$$

beschrieben. $D(R)$ muß also durch eine geeignete Amplitudentransparenz der Pupille gleich G^* werden.

Eine Schwierigkeit ist zunächst die Beschränkung auf nicht-negative, reelle Funktionen, d.h. nur Autokorrelationsfunktionen sind möglich. Überdies ist diese Filterung auch nur für einfache Leuchtdichteverteilungen mit erträglichem Aufwand durchzuführen (LOHMANN, 1968; WERLICH, 1971).

2.3.3 Filterantworten

Stellt man Filter zur Mustererkennung, also zur Prüfung der Übereinstimmung von Original und Vergleichsmuster her, so sind zwei Abhängigkeiten von besonderem Interesse. Als erste und eigentliche Aufgabe des Erkennungssystems wird die Selektivität gegenüber Veränderungen des Musterinhalts gefordert. Von ebenfalls großer Wichtigkeit ist aber auch das Verhalten im praktischen Gebrauch, was im wesentlichen durch die Justieranforderung des Vergleichsmusters bestimmt wird. Gerät nämlich der Abfall des Erkennungssignals durch Justierfehler in den Bereich der Signalminderung bei Musterfehlern, so wird eine Entscheidung bezüglich der Übereinstimmung problematisch. Die theoretische Betrachtung der zu erwartenden Filterantworten führt allerdings nicht sehr weit, da die Einschränkungen insbesondere bei holographisch hergestellten Filtern durch die praktischen Begrenzungen der Systemkomponenten bestimmt werden.

Bei kohärenten Mustererkennungssystemen wird das Ausgangssignal beim inversen Filter durch das Faltungsintegral:

$$A(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(u - \xi, v - \eta) h(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad /50/$$

bestimmt.

Eine Verschiebung der Eingangsfunktion macht sich dabei durch einen Phasenfaktor in der Frequenzebene, die die Filterebene ist, bemerkbar. Der Wiedererkennungs- δ -Impuls verschiebt sich dadurch ebenfalls. Solange durch die Photozelle oder das optische System keine Vignettierung bewirkt wird, besteht Translationsinvarianz. Wie bei allen Frequenzebenenfiltern besteht jedoch eine starke Drehungsvarianz.

Musterfehler können bei inversen Filtern zu einer Erhöhung oder Erniedrigung des Ausgangssignals führen. Dabei spielt, wie sich auch bei anderen Systemen zur Mustererkennung zeigen wird, vor allem der Gleichlichtanteil die wesentliche Rolle.

Gleichermaßen translationsinvariant sind die anderen in Kap. 2.3.1 beschriebenen Frequenzebenenfilter, das Korrelationsfilter und das Gradientenkorrelationsfilter. Auch ihre Empfindlichkeit gegenüber Verdrehung ist identisch.

Während das Kreuzkorrelationssignal des Korrelationsfilters:

$$P_{12}(u, v) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f_v(\xi - u, \eta - v) f^*(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad /51/$$

jedoch durchaus bei gleicher Ortsfunktion $f(\xi, \eta)$,

aber mit verschiedenem Gleichlichtanteil L , höhere Werte als das Autokorrelationssignal aufweisen kann, wenn man ohne Normierung einfach das Ausgangssignal mißt, ist das Gradientenkorrelationsfilter unempfindlich gegen eine Veränderung des Gleichlichtanteils. Hier gilt:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} f_v(\xi-u, \eta-v) f^*(\xi, \eta) d\xi d\eta \leq \iint_{-\infty}^{+\infty} f(\xi-u, \eta-v) f^*(\xi, \eta) d\xi d\eta. \quad /52/$$

Betrachtet man die inkohärenten Filter, so ist die Abhängigkeit von Verschiebungen beim Maskenverfahren evident. Die Veränderung des Erkennungssignals läßt sich nur bei Kenntnis der möglichen Fehler zur Mustererkennung ausnutzen. Bei der inkohärenten Korrelationsfilterung ist wieder Translationsinvarianz vorhanden. Bezüglich Musterveränderungen gilt das für Korrelationsfilter bei kohärenter Beleuchtung Gesagte.

Verbessert man das inkohärente Maskenverfahren durch Benutzung kohärenter Beleuchtung und ersetzt die Maske durch ein Hologramm des Originalmusters, so läßt sich eine Empfindlichkeitssteigerung gegenüber Musterveränderungen und eine geringere Ortsabhängigkeit des Erkennungssignals erreichen (GALLI, 1973).

2.4 Aufzeichnung der Musterinformation

Filterfunktionen bei kohärenter Filterung sind im allgemeinen immer komplexe Funktionen. Eine direkte Herstellung auf photographischem Material ist nicht möglich, da hierbei nur Intensitäten aufgezeichnet werden, also die Filterfunktion nur positive, reelle

Werte annehmen kann. A.B. VANDER LUGT schlug nun 1963 vor, das Filter in Form eines Hologramms herzustellen. Durch die interferometrische Anordnung ist es dann möglich, durch eine reine Absorptionsstruktur die Informationen über Amplitude und Phase zu speichern.

Einen anderen Weg beschritten BROWN und LOHMANN 1966/67, die zu binären Amplitudenstrukturen, also nur mit der Amplitudentransparenz null und eins, übergingen. Dazu wurden die Hologramme von Objekten, die in einer mathematisch beschriebenen Form vorlagen, von einem Digitalrechner berechnet und ausgedruckt. Eine weitere Vervollkommnung stellen binäre und quaternäre Phasenhologramme dar (SHERIDON, 1968).

Von der Technik der Holographie soll soviel beschrieben werden, wie zum Verständnis der Filterherstellung notwendig ist. Das Photomaterial soll dabei zunächst als linear arbeitender Informationsträger angesehen werden.

Im weiteren wird dann der Zusammenhang zwischen der Intensität bei der Aufnahme des Hologramms und der resultierenden Amplitudentransparenz beschrieben, um Auswirkungen auf den Filterungsprozess abschätzen zu können. Genauere Betrachtungen sind bei BIEDERMANN zu finden.

Erweitert man die Mustererkennung auf mehrfarbige Muster, so tritt die Frage der Farbtrennung auf. Dazu bieten sich zwei Wege an. Der erste ist die Her-

stellung eines Weißlichtvolumenhologramms, ein sehr selektives aber auch aufwendiges Verfahren. Der zweite ist, ein in Spektralfarben mehrfach belichtetes Absorptionshologramm anzufertigen. Bei Berücksichtigung einiger Voraussetzungen ist auch hier gute Selektivität zu erreichen.

2.4.1 Filterhologramme auf Photomaterial

Zur Herstellung des Filterhologramms dient die Anordnung (Abb. 4) nach VANDER LUGT. Der Strahl der kohärenten Lichtquelle, eines Lasers, wird mit einem Teilerspiegel aufgespalten. Nach Strahlaufweitung wird mit dem einen Strahl das Muster in der Ebene P_1 parallel durchleuchtet und sein Spektrum durch die Transformationslinse L_2 in der Ebene P_2 der Frequenzebene entworfen. Der andere Strahl fällt nach Umlenkung und Strahlaufweitung als ebene Welle in die Ebene P_2 unter dem Winkel $\vartheta \sim \sin \theta$ ein. Nach Herstellung eines Hologramms in der P_2 -Ebene wird zur Rekonstruktion, d.h. Mustererkennung, das Spektrum des zu vergleichenden Musters bei gleicher Abbildungsgeometrie eingestrahlt. Die rekonstruierte Referenzwelle wird durch die Linse L_3 auf die Photozelle abgebildet, die in der Ebene P_3 steht.

Die am Ort der Photoplatte bei der Aufnahme in der Frequenzebene P_2 auffallenden komplexen Amplituden sind:

das Frequenzspektrum des Musters (siehe Gl. /22/)

$$F(R) = F.T. \left\{ f(\xi, \eta) \right\}, \text{ wobei wieder } R = \frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f} \text{ ist,}$$

sowie die schräg einfallende Referenzwelle:

$$U_R(x,y) = U_0 \exp(-ik\sqrt{y}). \quad /53/$$

Die Intensität, die zur Schwärzung der Photoplatte führt, ergibt sich zu:

$$I(x,y) = |U_R(x,y) + F(R)|^2. \quad /54/$$

Dies ist im einzelnen:

$$I(x,y) = U_R^2 + F^2(R) + (U_R \exp ik\sqrt{y}) F(R) + F^*(R) U_R \exp(-ik\sqrt{y}). \quad /55/$$

Durch geeignete Wahl der Belichtung erreicht man einen resultierenden Transmissionsgrad $\tau(x,y)$ der Photoplatte:

$$\begin{aligned} \tau(x,y) &= \text{const} + b \cdot I(x,y) \\ &= \text{const} + b(U_R^2 + F^2(R)) + U_R \exp(ik\sqrt{y}) \cdot F(R) + \\ &\quad U_R \exp(-ik\sqrt{y}) F^*(R) \end{aligned} \quad /56/$$

Die interessierende Funktion $H(R) = F^*(R)$ des Korrelationsfilters findet sich im letzten Term der Gleichung.

Nun werde die gewünschte Mustererkennung vorgenommen, also das Spektrum $F_v(R)$ des Vergleichsmusters auf das entwickelte und am ursprünglichen Ort stehende Hologramm eingestrahlt. Dann ergibt sich als gefilterte Amplitude:

$$F_V(R) \cdot \tau(x,y) = \text{const} \cdot F_V(R) + b F_V(R) U_R^2 + b F_V(R) F^2(R) \\ + b F_V(R) F(R) U_R \exp(ik\sqrt{y}) \\ + b F_V(R) F^*(R) U_R \exp(-ik\sqrt{y}). \quad /57/$$

Die Terme der ersten Zeile beschreiben die Schwächung der Amplitude des eingestrahlichten Vergleichsspektrums in Richtung der optischen Achse durch eine Transparenz ohne Phaseneigenschaften. Der zweite Term, das konjugierte Bild, ergibt bei Rücktransformation eine Faltung der beiden Mustertransparenzen, wobei die Ausbreitung unter dem Winkel $-\sqrt{y}$ erfolgt. Der interessierende letzte Term wird durch die Linse L_3 in die Ebene P_3 der Photozelle fouriertransformiert und ergibt dort:

$$P_{12}(u,v) = \text{F.T.} (F_V(R) F^*(R) U_R \exp(-ik\sqrt{y})). \quad /58/$$

Dies ist aber:

$$f_v(u,v) \otimes f(u,v) * \delta(u,v - \sqrt{y}f), \quad /59/$$

wobei $\otimes$ eine Korrelation zweier Funktionen und $*$ eine Faltung bedeuten soll. In der P_3 -Ebene erscheint also die Kreuzkorrelation von f und f_v ; ihr Zentrum liegt im Punkt $(0, \sqrt{y}f)$.

Im Gegensatz zu den Schwärzungskurven, die in der photographischen Technik von Interesse sind und den Zusammenhang zwischen Belichtung und der optischen Dichte nach Entwicklung angeben, ist in der Holographie die Amplitudentransparenz von Wichtigkeit.

Dies führt zu:

$$\tau(x,y) = G(E(x,y)), \quad /60/$$

wobei G den Zusammenhang zwischen der Amplituden-
transparenz $\mathcal{Z}$ und der Belichtung $E(x,y) = I(x,y) \cdot t$
beschreibt.

Betrachtet man die Gleichung /60/ und nimmt an, daß
die Referenzwelle erheblich größere Intensität als
die Signalwelle aufweist, so kann man eine gleich-
mäßige Belichtung $E_m = |U_R|^2 t$ annehmen und die anderen
Terme als Variation um die mittlere Belichtung betrach-
ten, so daß:

$$E(x,y) = E_m + E_1(x,y) \quad /61/$$

wobei:

$$E_1 = |F(R)|^2 \cdot t + (2U_R \cdot F(R) \cos(ik\sqrt{y} - \varphi_f(x,y)))t. \quad /62/$$

Unter dieser Voraussetzung kann G durch eine Potenz-
reihe dargestellt werden:

$$\mathcal{Z}(x,y) = G(E_m) + \frac{G'(E_m)}{1!} (E_1 - E_m) + \frac{G''(E_m)}{2!} (E_1 - E_m)^2 + \dots \quad /63/$$

Bricht man nach dem linearen Glied ab, so erhält man
den in Gleichung /56/ angenommenen Fall:

$$\mathcal{Z}(x,y) = \text{const} + b \cdot I(x,y). \quad /64/$$

b ist die Steigung der Funktion G beim Wert E_m und
ist in der benutzten Näherung /63/ negativ, was je-
doch ohne Bedeutung ist.

Abbildung 6a zeigt die Amplitudentransparenzkurve des verwendeten Photomaterials. Man ist bemüht, den Arbeitspunkt E_m in den Wendepunkt bei etwa 0,5 zu legen, da dann nur Störterme höherer Ordnung mit entsprechend geringer Amplitude wirksam werden.

Von Wichtigkeit ist ferner neben der Linearität der Beugungswirkungsgrad des Hologramms, der beschreibt, welcher Teil der Intensität der Rekonstruktionswellenfront zur rekonstruierten Wellenfront beiträgt.

$$\eta_w = \frac{I_R}{I_0} \quad /65/$$

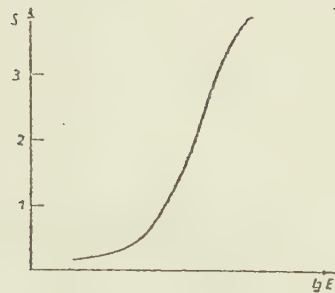
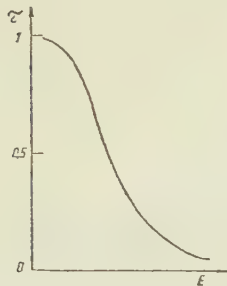
Dieser Wirkungsgrad ist abhängig von der Modulation der Amplituden bei der Aufnahme, sowie von der mittleren Belichtung.

$$\eta_w = \left(\frac{1}{2} b \cdot E_m \cdot g \right)^2 \quad /66/$$

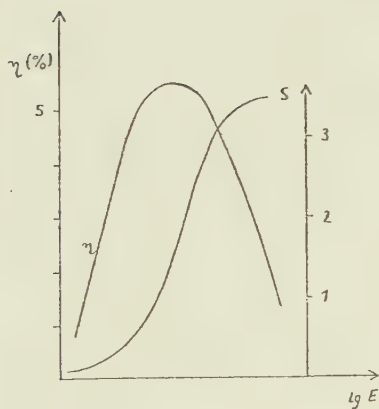
Der maximale Wirkungsgrad eines Amplitudenhologramms ist bei einer Modulation $g = 1$ und geeigneter Wahl von E_m : $\eta = 6,25 \%$. In der Praxis muß man jedoch geringere Modulationen benutzen, um den Einfluß der Nichtlinearitäten zu beschränken. Abb. 6b zeigt die Abhängigkeit des Beugungswirkungsgrades in der Abhängigkeit von der Belichtung bei fester Modulation von $g = 0,94$.

Berechnet man nun den Transmissionsgrad in der 2. Näherung unter Berücksichtigung des quadratischen Gliedes, so ergibt sich nach Zusammenfassung, wobei

a)



b)



c)

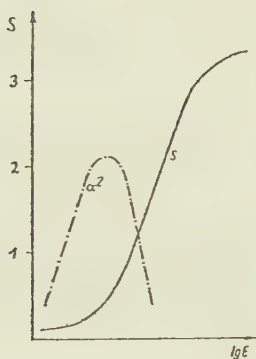


Abb. 6 Kennlinien von Photomaterialien

- a) Amplitudentransparenz τ in Abhängigkeit von der Belichtung E und Schwärzung S gegen $\lg E$
 b) Beugungswirkungsgrad η in Abhängigkeit von der Belichtung bei fester Modulation
 c) Beugungswirkungsgrad α^2 nach BIEDERMANN

$F(R)=F, U_R(x,y) = U$, für den zur Filterung wichtigen Term:

$$U \left[b_1 t + 2b_2 t^2 (|U|^2 + |F|^2) \right] F^*. \quad /67/$$

b_n sind hier die Koeffizienten der Potenzreihe
 $t = \sum_{n=0}^{\infty} b_n F^n$.

Beleuchtet man das Hologramm mit dem Spektrum des Vergleichsmusters $F_v(R) = F_v$, so erhält man:

$$U \left[b_1 t + 2b_2 t^2 (|U|^2 + |F|^2) \right] F^* \cdot F_v. \quad /68/$$

Nach Ausrechnung ergibt sich, wobei alle konstanten Faktoren und Summanden zu a und a' zusammengefaßt sind:

$$f(x,y) = a (U F F^*) + a' (U F^* F_v F^2). \quad /69/$$

Rücktransformation in die Beobachtungsebene P_3 ergibt dann:

$$P(u,v) = a \cdot \delta * f \otimes f_v + a' (\delta * (f \otimes f_v)) * f \otimes f. \quad /70/$$

Der erste Term ist die Faltung der δ -Funktion mit der Kreuz- bzw. Autokorrelationsfunktion des Musters und stellt die gewünschte Filteroperation dar. Über auch hier zu machende Einschränkungen soll anschließend diskutiert werden.

Der zweite Term ist etwas schwieriger zu interpretieren. Er setzt sich zusammen aus dem Faltungsprodukt der Kreuzkorrelationsfunktion von Originalmu-

ster und Vergleichsmuster und der Autokorrelationsfunktion des Originalmusters, welches dann wiederum mit der Amplitude der Referenzwelle gefaltet ist. Eine genauere Beschreibung dieser zusätzlichen Amplitudenverteilungen ist nur bei einfachen Punktobjekten und auch dort nur mit großem Aufwand möglich. Für das gewünschte Korrelationssignal stellen sie jedenfalls einen störenden Streulichtuntergrund dar, wobei auch ausgeprägte Interferenzmuster auftreten können (siehe Abb. 15 b, c). Genauere Untersuchungen der Einflüsse dieser Nichtlinearitäten findet man bei BRYNGDAHL und LOHMANN, 1968, und KOZMA und JULL, 1968, 1970.

Ein weiterer Faktor, der auf die Bildung der Kreuzkorrelationsfunktion auch beim linearen Glied Einfluß hat, ist die bereits erwähnte Abhängigkeit des Beugungswirkungsgrades von der mittleren Belichtung und der Modulation. Entsprechend Gleichung /66/ ergibt sich mit

$$b(E_m) = \frac{d\tau}{dE}$$

$$\text{und} \quad b(E_m) \cdot E = \frac{d\tau}{dE} \cdot E = \log e \frac{d\tau}{d \log E} =$$

$$\log e \cdot \alpha(E_m)$$

der Beugungswirkungsgrad zu:

$$\eta_w = \left(\frac{1}{2} \log e \alpha(E_m) \cdot g \right)^2$$

Trägt man nun nach BIEDERMANN, 1968:

$$\alpha^2(E) = \left(\frac{d\tau}{d \log E} \right)^2 \text{ gegen } \log E \text{ (Abb. 6 c)}$$

auf, so erhält man ein direktes Maß für den Wirkungsgrad. Diese Kurve fällt aber von ihrem Maximum innerhalb eines sehr geringen Belichtungs-spielraumes nach beiden Seiten stark ab. Zieht man nun die gerade bei flächenhaften Mustern sehr großen Intensitätsunterschiede im Spektrum in Betracht, so erkennt man, daß nur der richtig belichtete Teil der im Muster enthaltenen Ortsfrequenzen zur Erkennung beiträgt. Dies läßt sich nach VANDER LUGT und ROTZ, 1970, in bestimmten Fällen sogar gezielt zur Filterung einsetzen. Eine andere Möglichkeit ist der Abbau der zu großen Intensitätsunterschiede durch Verlassen der Frequenzebene und Filterung im quasi-Fraunhoferschen und Fresnelschen Beugungsbild (dazu 3.3.4).

Nimmt man als Vorlage farbige Muster und strebt zur qualitativen Aussage über die Musterübereinstimmung eine quantitative Aussage über die Transparenzfunktionen in verschiedenen Farben an, so reicht die monochromatische Bildung der Kreuzkorrelationsfunktion nicht mehr aus. Zur parallelen Verarbeitung in mehreren Spektralfarben hat man die Möglichkeiten der Volumenholographie mit dicken Schichten - FRIESEM, FEDOROWICZ, 1966 - oder der Mehrfachbelichtung dünner Schichten, wobei dieser Übergang fließend ist.

Betrachtet man die Hologrammplatte nicht mehr als zweidimensionales Speichermedium, sondern berücksichtigt ihre Schichtdicke, so kommt man zu Volumen-

hologrammen. Aufgrund der dort geltenden Bragg-Bedingung erreicht man eine starke Selektion nach Einfallswinkel und Wellenlänge. Man kommt dadurch, gleiche Geometrie bei der Filterung vorausgesetzt, zu einer Entkoppelung der Ortsfrequenzspektren in den einzelnen Farben. Entsprechend der Lippmann-Farbphotographie (1891) wird durch Schwarz-Weiß-Aufzeichnung der Flächen konstanter Phase die Farbinformation durch den Ebenenabstand, der außerdem von der Aufnahmegeometrie abhängt, gespeichert. Die Winkelselektivität führt jedoch wiederum zu einer Einschränkung der Translationsinvarianz bei Frequenzebenenfilterung, was sich auch bei den in dieser Arbeit verwendeten "dünnen" Amplitudenhologrammen störend bemerkbar macht. Weitere Probleme ergeben sich durch das Verhalten von dicken Photoschichten bei der Verarbeitung. Näheres dazu bei FRIESEM und WALKER, 1970.

Eine weitere Möglichkeit, die Farbtrennung zu erreichen, besteht in der Mehrfachbelichtung dünner Amplitudenhologramme. Belichtet man auf das Hologramm mehrere Farbauszüge, mit unter Umständen veränderter Aufnahmegeometrie - POLITCH, BEN URO, 1973 - so erhält man voneinander unabhängige Interferenzmuster. Die Anordnung muß dabei in Abhängigkeit von der Mustervorlage so gewählt werden, daß die von den anderen Interferenzmustern erzeugten Beugungsterme in der Messebene räumlich getrennt liegen. Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit des Ortsfrequenzspektrums findet unter Umständen schon eine räumliche Trennung in der Frequenzebene statt. Bei Filterung im Bereich der Bildebene kann durch geeignete Wahl des Arbeitspunktes des Photomaterials eine Beugungswirksamkeit von andersfarbigen Musterelementen bei dem jeweiligen Farbauszug verhindert werden.

Der Gesamtwirkungsgrad des Filterhologramms nimmt allerdings abhängig von der Anzahl der Belichtungen ab. Näheres dazu bei LANDRY, PHIPPS (1975).

3. Untersuchungen zur Mustererkennung im Bereich zwischen Bildebene und Frequenzebene

Mustererkennung mit Filterhologrammen soll auf die Klasse großflächiger Halbtonmuster, die hier als transparente Diapositive vorliegen, angewandt werden. Da Bilder und großflächige Strukturen für die visuelle Information von ebenso großer Bedeutung sind wie Buchstaben und Zahlen, besteht die Notwendigkeit entsprechend den Verfahren zur automatischen Erkennung alphanumerischer Zeichen mit digitaler Transparenzfunktion großflächige Halbtonmuster nach vorgegebenen Kriterien ohne menschliche Mitwirkung bezüglich ihres Inhaltes auszuwerten.

Die in den vorangegangenen Kap. 2.3.1 und 2.3.2 beschriebenen Verfahren werden dazu im folgenden auf ihre Eignung untersucht. Nach der Beschreibung der verwendeten Muster - eine mathematisch geschlossene Angabe der zweidimensionalen Transparenzfunktion ist in den seltensten Fällen möglich - wird die Mustererkennung in zwei ausgezeichneten Lagen, der Bildebene und der Frequenzebene, beschrieben. Berücksichtigt man im weiteren aber die Eigenschaften des photographischen Materials, die zu einer nicht abzusehenden Einschränkung der theoretischen Werte, insbesondere der Übertragungsbandbreite und der Translationsinvarianz, führen, so ergibt sich, daß die Filterung

im Bereich quasi-Fraunhoferscher und Fresnelscher Beugung dieser Musterklasse am besten gerecht wird. Durch zusätzliche Unterdrückung des Gleichlichtanteils nach Kap. 1.4.1 wird eine weitere Erhöhung der Selektivität und Translationsinvarianz erreicht.

Für die in diesen Kapiteln gemachten Überlegungen sollen folgende Vereinfachungen gelten:

1. Abhängigkeiten werden nur in einer Koordinate betrachtet, was zu keiner Einschränkung der Allgemeingültigkeit führt.
2. Die Transparenzfunktionen des Musters werden als reell angesehen, d.h. ein eventueller Phasenteil wird vernachlässigt.
3. Berechnungen werden nur dort durchgeführt, wo zur Verdeutlichung des Sachverhaltes eine bekannte Transparenzfunktion - z.B. ein unendlich ausgedehnter Spalt bekannter Breite - als Objekt dient.

3.1. Korrelationsfilter mit Filterhologrammen bei großflächigen Halbtonvorlagen

Die Möglichkeit, die Information über eine bekannte Transparenzfunktion einer Mustervorlage in einem ersten Schritt zu speichern und in einem zweiten Schritt mit einer unbekannten zu vergleichen, soll auf die Klasse von großflächigen Halbtonmustern,

die in Form von Diapositiven vorliegen, angewendet werden. Die Großflächigkeit eines Musters wird durch die Abmessungen der Musterdetails im Verhältnis zu der Gesamtfläche der Mustervorlage beschrieben.

Eine äquivalente Beschreibung im Frequenzraum bedeutet, daß die Ortsfrequenzen des Musterinhalts in ähnlicher Größenordnung wie die der Umrandung liegen.

$$F_{\text{Muster}}(R) \approx F_{\text{Rand}}(R) \quad /71/$$

Aus dieser Bedingung der Großflächigkeit, die auch eine Aussage über die mögliche Anzahl von Musterelementen beinhaltet, folgt weiterhin, daß die in einem Filter zu speichernde Datenmenge gering ist.

Die Halbtoneigenschaft wird durch die Werte beschrieben, die die Transparenzfunktion $f(\xi)$ annehmen kann. Im Gegensatz zum Spalt oder einem Gitter, das aus abwechselnd undurchlässigen und durchlässigen Streifen besteht, nimmt $f(\xi)$ nicht nur die Werte 0,1 an, sondern es liegt ein Gleichlichtanteil L_0 vor, auf den die Musterinformation moduliert ist.

$$f(\xi) = L_0 + f_0(\xi) \quad /72/$$

Das zu wählende Mustererkennungssystem soll nun unter der Bedingung optisch analoger Verarbeitung einen Korrelationswert liefern, der die Unterscheidung zwischen einem mit dem Originalmuster übereinstimmenden und einem fehlerhaften Muster ermöglicht. Einmal kann man eine selektive Anzeige fordern, die

den Fehler nach Art und Ort beschreibt, oder man begnügt sich mit einem Gesamtkorrelationswert, was bei Kenntnis möglicher Abweichungen in der Praxis ausreichend ist.

Die erste Art der Fehleranzeige liefern die Subtraktionsverfahren. Durch eine geeignete Anordnung erscheinen an den Orten unterschiedlichen Musterinhalts in der Beobachtungsebene Signale, die den Bilddifferenzen zugeordnet sind. Faßt man diese, um eine zweidimensionale Auswertung zu vermeiden, zusammen, so erhält man ein Gesamtfehlersignal. Da aber hier der maximalen Übereinstimmung das Fehlersignal 0 entspricht, kann es ersichtlicherweise leicht zu Fehlinterpretationen kommen. Der hohe Justieraufwand schränkt ferner die praktische Verwendbarkeit stark ein.

Geeigneter ist die Korrelationsfilterung, wobei das Filter als matched Filter nach VANDER Lugt in Form eines Hologramms in der Frequenzebene vorliegt. Seine Bedeutung hat es durch die Anwendung in der Zeichenerkennung erhalten. Dieses Filter zeigt im Idealfall Translationsinvarianz gegenüber der zu überprüfenden Transparenzfunktion, und sein Ausgangssignal in der Beobachtungsebene ist bei Identität von Original und Vergleichsmuster maximal. Die Übereinstimmung der Erkennung alphanumerischer Zeichen mit digitaler Transparenzfunktion und der Erkennung von Mustern mit beliebigen Tonwerten liegen in der Filtertheorie, den Untersuchungen zu den verwendbaren Hologrammaufzeichnungsmaterialien und in der erwähnten Translationsinvarianz. Unterschiede liegen in der Art der Vorlage, da bei der Zeichenerkennung nur Transparenzen von 0 und 1 angenommen werden,

was sich auch in den Untersuchungen dadurch ausdrückt, daß ein Spalt als geeignetes Untersuchungsobjekt betrachtet wird, sowie in den sehr hohen Anforderungen an die Reproduktionssicherheit. Diese wird beispielsweise an der Lesbarkeit alphanumerischer Zeichen oder an der Erkennungssicherheit digitaler Pegel bei Hologrammspeichern gemessen. Bei den letzteren ist überdies noch die Speicherdichte von Interesse. Bei der Mustererkennung ist aber die anfallende Datenmenge gering, und die Reproduktionssicherheit reicht aus, wenn die meist recht erheblichen Musterfehler sicher erkannt werden, ohne daß die genaue Fehlergröße exakt angegeben wird. Von besonderem Interesse ist jedoch der bei der Mustererkennung sehr hohe Gleichlichtanteil, der noch mehr als bei der Zeichenerkennung zur Überbelichtung eines ganzen Frequenzbandes führt. Deshalb soll dem auch in der Zeichenerkennung üblichen Verlassen der Frequenzebene unter Berücksichtigung der veränderten Anforderungen besondere Beachtung geschenkt werden.

3.2 Intensitätsverhältnisse und Verschiebungsvarianz in ausgezeichneten Filterlagen

Zur holographischen Speicherung der Musterinformation bieten sich zwei ausgezeichnete Lagen an. Dies ist einmal die Frequenzebene, in der ein matched Filter nach VANDER Lugt hergestellt wird, welches das Frequenzspektrum des Vergleichsmusters mit dem aufgezeichneten des Originalmusters korreliert. Die zweite hervorzuhebende Lage ist die

Objektebene bzw. eine Bildebene, in die das Objekt nach den Gesetzen der geometrischen Optik abgebildet wird. Dies stellt dann ein holographisches Maskenverfahren dar. (Siehe Kap. 2.3.3) Für diese beiden Fälle, die die Grenzfälle der Filterung im quasi-Fraunhoferschen und Fresnelschen Beugungsraum darstellen, werden sämtliche Beziehungen noch einmal in dem folgenden Schema zusammengefaßt. Die Normierung des Erkennungssignals nach Kap. 2.3.3 ist eine Angelegenheit der elektronischen Weiterverarbeitung und wird dabei nicht berücksichtigt. Der optische Aufbau mit Signal- und Referenzwelle entspricht in beiden Fällen der Abb.10, wobei im zweiten Fall der Hologrammort eine Abbildungsebene der Muster ist. Die hinter dem Filter herrschende Amplitude wird auch hier durch eine weitere Linse in die Messebene transformiert.

Anschließend werden die Intensitätsverhältnisse, die die resultierende Transparenz des Filterhologramms und somit seinen Beugungswirkungsgrad bestimmen, diskutiert.

Schema zur Mustererkennung mit holographischen Filtern

- a) Filterherstellung mit Aufbau nach Abbildung 10 in Frequenz- und Bildebene. Da die Beleuchtung parallel und kohärent ist, kann die Lichtamplitude hinter dem Muster durch die Amplitudentransparenzfunktion des Musters dargestellt werden. Im Bildebenenfall ergibt sich durch die Abbildung eine Koordinatenumkehr; die Eingabefunktion sei deshalb $f(-\xi)$

Frequenzebene

Eingabefunktion
 $f(\xi)$

Fouriertrans-
formation in die
Frequenzebene

Ortsfrequenzspektrum
 $F(R)$

+

Referenzwelle

U_R

Amplitudenverteilung
in der Frequenzebene
 $F(R) + U_R$

Hologramm

Bildebene

Eingabefunktion
 $f(-\xi)$

Abbildung

Amplitudenfunktion
der Musterabbildung
 $f(\xi)$

+

Referenzwelle

U_R

Amplitudenverteilung
in der Bildebene
 $f(\xi) + U_R$

Hologramm

Intensitätsbildung

$$|F(R) + U_R|^2$$

Entwicklung

Intensitätsbildung

$$|f(\xi) + U_R|^2$$

Entwicklung

Filterterm nach Gl./56/

$$F^*(R) \cdot U_R$$

Filterterm (entspr.
Gl./56/)

$$f^*(\xi) \cdot U_R$$

- b) Filteroperation an einem identischen Muster bei richtiger Justierung. Der Referenzstrahl in Abbildung 10 ist abgedeckt und das Hologramm steht an seinem ursprünglichen Ort in der Frequenz- bzw. Bildebene. Die Amplitudentransparenz des Vergleichsmusters ist $f_v(\xi) = f(\xi)$

Frequenzebene

Vergleichsmusterfunktion

$$f_v(\xi) = f(\xi)$$

Fouriertransformation

Bildebene

Vergleichsmusterfunktion

$$f_v(-\xi) = f(-\xi)$$

Abbildung

Ortsfrequenzspektrum

$$F_v(R) = F(R)$$

Filterung mit Filterterm nach a)

Amplitude in der Bildebene

$$f_v(\xi) = f(\xi)$$

Filterung mit Filterterm nach a)

Amplitudenverteilung
hinter dem Hologramm

$$F_V(R) \cdot F^*(R) \cdot U_R =$$

$$F(R) \cdot F^*(R) \cdot U_R =$$

$$|F(R)|^2 U_R$$

Transformation
durch Linse TRL'

Amplitudenverteilung
hinter dem Filter-
hologramm

$$f_V(\xi) \cdot f^*(\xi) \cdot U_R =$$

$$f(\xi) \cdot f^*(\xi) \cdot U_R =$$

$$|f(\xi)|^2 \cdot U_R$$

Transformation
durch Linse TRL'

Autokorrelationsfunktion
(Gl /32/)

$$P_{11}(u) = \text{F.T.} \{ |F(R)|^2 \}$$

Integration durch
Photozelle

Spektralfunktion (Gl /2/)

$$G_{11}(u) = \text{F.T.} \{ |f(\xi)|^2 \cdot U_R \}$$

$$= \text{F.T.} \{ f(\xi) U_R \}$$

Integration durch
Photozelle

Meßsignal: Gesamtinten-
sität

$$S_{11} = \int_{-\infty}^{+\infty} |P_{11}(u)|^2 du$$

Meßsignal: Gesamtinten-
sität

$$S_{11} = \int_{-\infty}^{+\infty} |G_{11}(u)|^2 du$$

- c) Filterung eines identischen Musters bei Fehljustierung. Die Filterung erfolgt analog b), das Muster ist jedoch nicht an demselben Ort wie bei der Aufnahme des Filterhologramms, sondern um die Strecke verschoben. Die Amplitudentransparenz wird also durch $f_V(\xi) = f(\xi - \xi')$ dargestellt.

Frequenzebene

Vergleichsmusterfunktion

$$f_V(\xi) = f(\xi - \xi')$$

Bildebene

Vergleichsmusterfunktion

$$f_V(-\xi) = f(-\xi + \xi')$$

Fouriertrans-
formation

Ortsfrequenzspektrum

$$F'_V(R) = F(R) \exp 2\pi i R \xi'$$

Filterung mit
Filterterm nach a)Amplitudenverteilung hin-
ter dem Hologramm

$$\begin{aligned} F'_V(R) \cdot F^*(R) \cdot U_R &= F^*(R) \\ F(R) \cdot U_R \exp 2\pi i R \xi' \\ &= |F(R)|^2 U_R \exp 2\pi i R \xi' \end{aligned}$$

Fouriertransformation
durch Linse TRL'Autokorrelationsfunktion
verschoben

$$\begin{aligned} P'_{11}(u) &= P_{11}(u-u') \\ &= \text{F.T.} \left\{ |F(R)|^2 U_R \exp 2\pi i R \xi' \right\} \end{aligned}$$

Integration durch
PhotozelleMeßsignal: Gesamtinten-
sität

$$S'_{11} = S_{11} = \int_{-\infty}^{+\infty} |P'_{11}(u)|^2 du$$

Abbildung

Amplitude in der
Bildebene

$$f'_V(\xi) = f(\xi - \xi')$$

Filterung mit
Filterterm nach a)Amplitudenverteilung hin-
ter dem Filterhologramm

$$\begin{aligned} f'_V(\xi') \cdot f^*(\xi) \cdot U_R &= \\ f(\xi - \xi') \cdot f^*(\xi) \cdot U_R \end{aligned}$$

Fouriertransfor-
mation durch
Linse TRL'resultierende Spektral-
funktion

$$\begin{aligned} G'_{11}(u) &= \text{F.T.} \left\{ f(\xi - \xi') \cdot \right. \\ &\quad \left. f^*(\xi) \cdot U_R \right\} \end{aligned}$$

Integration durch
PhotozelleMeßsignal: Gesamtinten-
sität

$$S'_{11} = \int_{-\infty}^{+\infty} |G'_{11}(u)|^2 du$$

- d) Filterung eines fehlerhaften Musters mit der Amplitudentransparenzfunktion $f_2(\xi)$ $f(\xi) f(\xi - \xi')$. Im Bildebenenfall sind im allgemeinen Muster- und Lagefehler nicht zu trennen. Bei Vorlagen mit hoher mittlerer Gesamttransparenz ist aber der Überdeckungsbereich des Musters bei Aufnahme des Filterhologramms und bei Wiedererkennung bedeutungsvoll, so daß sich der Fall c) einer verschobenen, aber richtigen Amplitudentransparenzfunktion durchaus von d) mit einem fehlerhaften, aber bezüglich seiner Umrandung richtig justierten Muster unterscheidet.

<u>Frequenzebene</u>	<u>Bildebene</u>
Vergleichsmusterfunktion $f_2(\xi)$	Vergleichsmusterfunktion $f_2(-\xi)$
Fouriertransformation	Abbildung
Ortsfrequenzspektrum $F_2(R)$	Amplitude in der Bildebene $f_2(\xi)$
Filterung mit Filterterm nach a)	Filterung mit Filterterm nach a)
Amplitudenverteilung hinter dem Hologramm $F_2(R) \cdot F^*(R) \cdot U_R$	Amplitudenverteilung hinter dem Hologramm $f_2(\xi) \cdot f^*(\xi) \cdot U_R$
Fouriertransformation durch Linse TRL'	Fouriertransformation durch Linse TRL'

Kreuzkorrelations-
funktion

$$P_{12}(u) = \text{F.T.} \left\{ F_2(R) \cdot \right. \\ \left. \cdot F^*(R) U_R \right\}$$

Integration durch
Photozelle

resultierende Spektral-
funktion

$$G_{12}(u) = \text{F.T.} \left\{ f_2(\xi) \cdot f^*(\xi) \cdot \right. \\ \left. \cdot U_R \right\}$$

Integration durch
Photozelle

Meßsignal: Gesamtinten-
sität

$$S_{12} = \int_{-\infty}^{+\infty} |P_{12}(u)|^2 du$$

Meßsignal: Gesamtinten-
sität

$$S_{12} = \int_{-\infty}^{+\infty} |G_{12}(u)|^2 du$$

Zusammengefaßt kann man für diese Filterorte sagen:

1. Beim Korrelationsfilter in der Frequenzebene ergibt sich bei Normierung stets das größte Ausgangssignal für das richtige Muster. Eine Ortsverschiebung des zu vergleichenden Musters führt zu einer Ortsverschiebung des Ausgangssignals in der Meßebene. Die Signalhöhe hängt nicht vom Objektort ab.
2. Beim holographischen Maskenverfahren ergibt sich bei Normierung ebenfalls das größte Ausgangssignal für das richtige Muster. Bei Verschiebung nimmt das Ausgangssignal entsprechend dem Verlauf der Autokorrelationsfunktion oder Kreuzkorrelationsfunktion ab.

Die für den Beugungswirkungsgrad und die Linearität maßgebende Intensität am Hologrammort wird im Bildebenenfall durch die Transparenz der Mustervorlage in den Bilddetails bestimmt. Die Intensitätsvariation der Beleuchtungsamplitude durch die Vorlage ist aber bei Verwendung von Diapositiven durch die Eigenschaften des Photomaterials ebenfalls beschränkt. Die Belichtung des Filterhologramms kann also im allgemeinen so gewählt werden, daß der lineare Bereich nicht verlassen wird, ohne daß einzelne Bereiche unterdrückt werden.

Problematisch ist der Fall des Frequenzebenenfilters. Hier treten, wie auch in einer Messung, Kap. 5.1, gezeigt wird, schon der Nähe der Fourierebene extreme Intensitätsverhältnisse auf (nach BESTENREINER, WEIERSHAUSEN, GREIS: $1:10^6$). Eine beugungswirksame Belichtung ohne Übersteuerung einzelner Bereiche, insbesondere des Zentrums, ist hier nicht mehr möglich, wenn man den Intensitätshub des Photomaterials von ca. $1:10^3$ betrachtet und dabei noch den Einfluß des Signal-Referenzverhältnisses außer acht läßt. Die aus dieser Tatsache folgenden Einschränkungen der Selektivität und Translationsinvarianz von Korrelationsfiltern in der Frequenzebene sind Gegenstand des anschließenden Kapitels.

3.3 Einschränkung der theoretischen Werte durch das photographische Material

Da, wie erwähnt, im Bildebenenfall die Intensitätsvariationen durch die Vorlage beschränkt sind und deshalb die Belichtung des Filterhologramms immer optimiert werden kann, soll ihnen keine weitere Beachtung geschenkt werden.

Im Gegensatz zu dieser Zuordnung von Musterort und Hologrammort wirkt im Frequenzebenenfall das gesamte Musterdiapositiv als beugende Öffnung mit der Abmessung a und der gemittelten Transparenz L_0 . Die Fouriertransformation dieses Rechtecks ergibt die Amplitude:

$$F(R) = 2a \operatorname{sinc} 2aR \quad /73/$$

und die Intensität:

$$I(R) = 4a^2 \operatorname{sinc}^2 (2aR). \quad /73a/$$

Da die Ausdehnung der Vorlage aber groß ist, ist die zugehörige sinc-Funktion außerordentlich schmal und hoch. Ist $f_0(\xi) \ll L_0 + f_0(\xi)$, so wird fast die gesamte transmittierte Intensität in einem kleinen Bereich um das Zentrum gesammelt. Demgegenüber sind die Beugungsamplituden oder Intensitäten der der mittleren Transparenz überlagerten Musterfunktion verschwindend klein. Abb. 7 zeigt nun verschiedene Möglichkeiten - in der Praxis ist die genaue Lage der mittleren Belichtung aufgrund der Schwierigkeiten der Messung fast punktförmiger Intensitäten nicht zu bestimmen -, den durch das Photomaterial vorge-

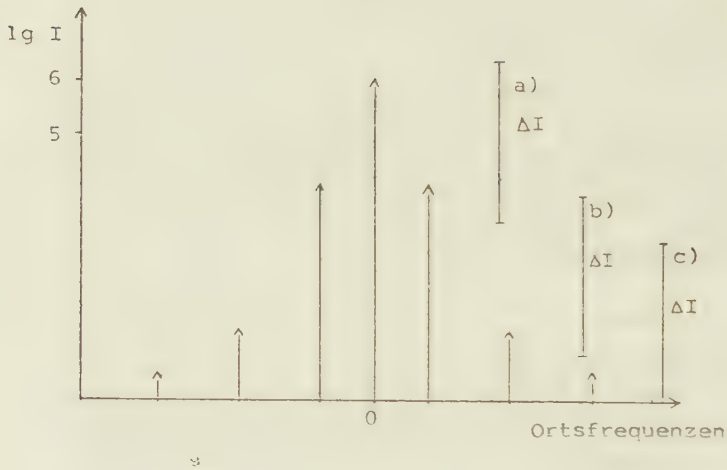


Abb. 7 Verschiedene Lagen des Intensitätshubs ΔI des Photo-
materials zu den Intensitäten der einzelnen Ortsfrequenz-
bereiche.

- a) Optimierung auf das zentrale Maximum
- b) Optimierung auf niedrige Ortsfrequenzen
- c) Optimierung auf hohe Ortsfrequenzen

gebenen Belichtungsspielraum günstig auszunutzen. Es bleiben jedoch immer Teile des Spektrums übrig, die entweder überbelichtet sind oder deren Belichtung so gering ist, daß ein relevanter Beugungswirkungsgrad nicht mehr vorhanden ist. Das Filterhologramm wird gegenüber dem Spektrum also immer einen Bandpasscharakter zeigen, wobei bei geeigneter Belichtung ein reines Hoch- oder Tiefpassverhalten zu erreichen ist.

Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich, wenn man dem Filter Hochpasscharakter geben will und dazu eine starke Überbelichtung des Zentrums in Kauf nimmt. Die durch Lichtstreuung im Photomaterial erzeugten Intensitäten liegen dann in der Größenordnung der spektralen Intensität hoher Ortsfrequenzen und führen zu einer Verschleierung des Hologramms.

Ein reales Filterhologramm läßt sich folglich immer in drei Bereiche aufspalten: einen überbelichteten im Zentrum, einen daran anschließenden mit wechselndem Beugungswirkungsgrad und einen äußeren, unterbelichteten, der zur Filterung nichts beiträgt.

Für die Mustererkennung sagt dies aus, daß Muster-einzelheiten in Abhängigkeit von ihren Dimensionen je nach Belichtungslage verschiedene Bewertung erfahren. Die läßt sich manchmal bei genauer Kenntnis der Transparenzfunktion der Vorlage ausnutzen, um den Einfluß unwichtiger Musterdetails herabzumindern oder ganz zu unterdrücken. Weiterhin spielt die Gesamttransparenz bei stark überbelichtetem Zentrum nur noch eine geringe Rolle.

Der Einfluß auf das Meßsignal läßt sich in zwei Teile aufspalten. Einmal ist natürlich die absolute Größe des Meßsignals davon abhängig, ob bei Tiefpasscharakter des Filters die Bereiche hoher Intensität beugungswirksam sind, oder bei Hochpasscharakter die intensitätsschwachen Randzonen. Zum zweiten wird die musterspezifische Höhe des Meßsignals von den besonders bei Hochpassfilterung auftretenden Nichtlinearitäten nach Kap. 2.4.1 beeinflusst. Diese Geistersignale tragen im Gegensatz zu den durch Unterbelichtung beugungswirkungslosen Zonen bei Tiefpassfilterung zum Meßsignal bei.

Die Translationsinvarianz wird durch die aus der Überbelichtung folgenden Nichtlinearitäten ebenfalls stark eingeschränkt. Die nur schwer vorher-sagbaren Wanderungen der Geisterbilder bei Verschiebung des Vergleichsmusters führen zu einer starken Abnahme des Meßsignals bei Fehljustierung. Siehe auch Kap. 5.3.

Dem überlagert sich noch die Winkelselektivität, die sich aus der nicht zu vernachlässigenden Volumeneigenschaft der verwendeten Photomaterialien ergibt. Dieser Einfluß kann aber bei den in den Messungen auftretenden Winkeln vernachlässigt werden.

3.4 Korrelationsfilter im Bereich Fresnelscher und Fraunhoferscher Beugung

Vergleicht man nun die in der Praxis notwendigen Größen von Bildebenenfilterung und Frequenzebenenfilterung, so ergibt sich folgendes:

Die Selektivität des holographischen Maskenverfahrens ist größer, da nicht einzelne Musterelemente unterdrückt werden. Die Justierabhängigkeit ist beim Maskenverfahren die bestimmende Größe, während in der Frequenzebene eine, wenn auch eingeschränkte Translationsinvarianz herrscht.

Das Photomaterial kann die Intensitätsinvariationen in der Bildebene verarbeiten, während in der Frequenzebene zu den Zonen mit wechselndem Wirkungsgrad überbelichtete und beugungsunwirksame hinzukommen.

Ein Ausgleich zwischen den Vor- und Nachteilen beider Verfahren soll nun dadurch erreicht werden, daß der Filterort in den Bereich zwischen Bild- und Frequenzebene verlegt wird. Dieser Bereich läßt sich aufteilen in den Raum Fresnelscher Beugung, in dem die Lichtverteilung der Amplitude hinter der Vorlage ähnlich ist, wenn auch mit Beugungserscheinungen durchsetzt, und den Raum Quasi-Fraunhoferscher Beugung, in dem reine Beugungserscheinungen vorherrschen. Der quasi-Fraunhofersche Bereich ist dabei von besonderem Interesse, da das Korrelationsfilter, wenn man den Einfluß des Photomaterials begrenzen kann, den Vorteil geringer Justierabhängig-

keit der Vorlage aufweist. Den Messungen an einem realen Muster in Kap. V sollen hier einige Abschätzungen vorausgehen, um die Grenze zwischen Fraunhofer- und Fresnel-Beugung bestimmen zu können. Als Objekt dient ein Spalt der Breite $2a$. Einer rechnerischen Abschätzung, die sich an die geometrische Optik anlehnt, folgt eine Anwendung der Definition des Gültigkeitsbereichs der Fraunhofer-Beugung mit der Bedingung nach Gleichung /16/. Als drittes folgt eine Betrachtung der Zugehörigkeit des Beugungsbildes in verschiedenen Orten zur Orts- oder Frequenzdarstellung nach einer Berechnung von Pulvermacher.

Stellt man die Fouriertransformation eines Spaltes mit einer Linse vereinfacht nach Abb. 8 dar, so kann man den Übergang von Fresnelscher in quasi-Fraunhofersche Beugung an den Ort legen, wo sich die 0-te und 1-te Beugungsordnung trennen. An diesem Punkt kann angenommen werden, daß das Beugungsbild mehr der Frequenzdarstellung in der Fourierebene ähnelt. Aus geometrischen Überlegungen ergibt sich, unter der Voraussetzung kleiner Winkel:

Höhe des zentralen Bündels über der optischen Achse

$$d_1 = a \cdot \frac{(f - \Delta)}{f} \quad /74/$$

Höhe des Bündels der ersten Beugungsordnung

$$d_2 = (a + h) \cdot \frac{\Delta}{f} - a \quad /75/$$

Dies ergibt eingesetzt für den Abstand Δ von der Transformationslinse zum Ort der Bündeltrennung:

$$\Delta = \frac{2a \cdot f}{2a + h} \quad /76/$$

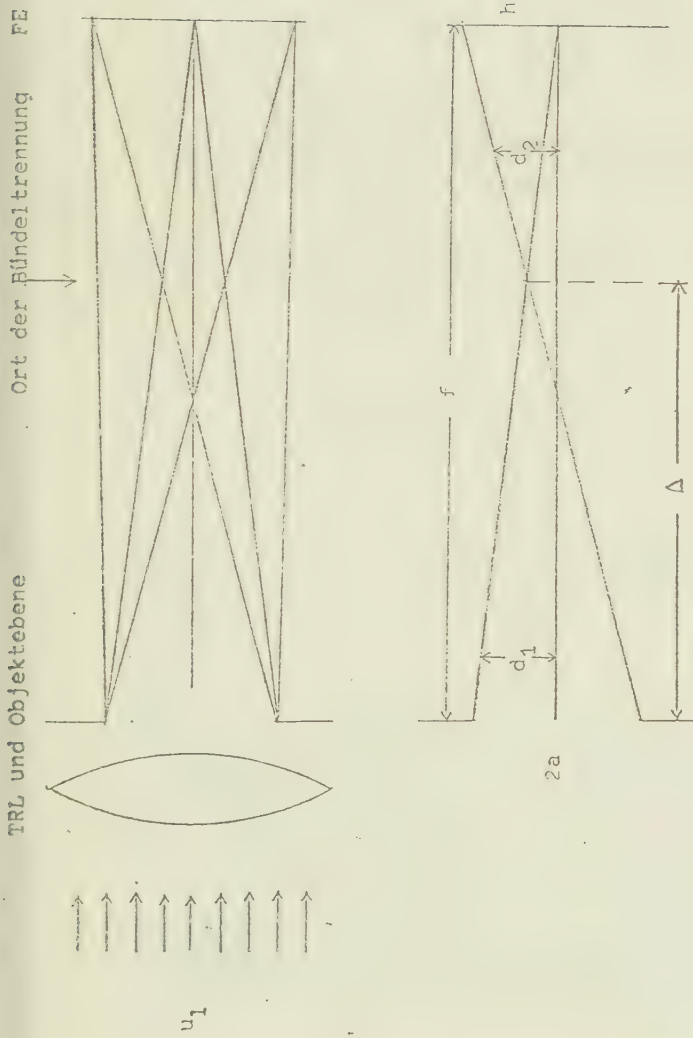


Abb. 8 Vereinfachtes Modell zur Ausdehnung des quasifraunhoferischen Beugungsbereichs. d_1, d_2 Bündelhöhe der 0-ten (1-ten) Ordnung über der Achse, h Höhe des 1-ten Maximums in der Frequenzebene FE, TRL Transformationslinse, Δ Abstand beugende Öffnung - Ort der Bündeltrennung
a) Modelldarstellung b) Erläuterung der Bezeichnungen

Berücksichtigt man noch den Zusammenhang zwischen der Spaltbreite $2a$ und dem Abstand des ersten Maximums vom Zentrum h

$$h = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda f}{2a} = \frac{3}{2} \frac{\lambda f}{2a} \quad /77/$$

so ergibt sich als Grenze des quasi-Fraunhoferschen Bereichs von der Frequenzebene aus gerechnet die Defokussierung

$$\gamma = \frac{f - \Delta}{f} = 1 - \frac{2a}{2a + \frac{3\lambda f}{2 \cdot 2a}} = \frac{3\lambda f}{8a^2 + 3\lambda f} \quad /78/$$

Geht man von der durch das Beugungsintegral gegebenen Bedingung /16/ zur Fraunhoferschen Beugung aus:

$$\xi^2 \ll \lambda z$$

so kann man etwa den Übergangsort in die Entfernung z legen, in der gilt:

$$\frac{\xi^2}{\lambda} = z \quad /79/$$

Daraus ergibt sich folgende Überlegung: Die der Brennebene der Transformationslinse zugeordnete Objektlage befindet sich entsprechend der Abbildungsgleichung in der Entfernung $\pm\infty$. Wird der Bildort, also der Untersuchungsort, aus der Brennebene in Richtung zur Linse verschoben, d.h. in den Raum zwischen Linse und Brennebene, so wandert der virtuelle Objekort von $-\infty$ auf die Linse zu, und als Beugungsbild ergibt sich die zu der entsprechenden Objekt-Beobachtungsentfernung zugeordnete Lichtverteilung.

Mit:

$$-\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} \text{ und } \frac{f^2}{\lambda} = \frac{4a^2}{\lambda} = z$$

ergibt sich für Δ :

$$\Delta = b = \frac{1}{\frac{1}{f} + \frac{1}{g}} = \frac{1}{\frac{1}{f} + \frac{\lambda}{4a^2}} \quad /80/$$

wobei: $g = z = \frac{4a^2}{\lambda}$.

Der Beginn der Fraunhoferschen Beugung ergibt sich also bei der Defokussierung:

$$\gamma' = \frac{f - \Delta'}{f} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{\lambda f}{4a^2}} = \frac{\lambda f}{4a^2 + \lambda f} \quad /81/$$

Die Bedingung /79/ führt also zu einem ähnlichen Wert wie die geometrischen Überlegungen auf Seite 62.

Diese Abschätzungen lassen jedoch keine Aussage über die Ähnlichkeit des defokussierten Beugungsbildes mit dem Spektrum in der Frequenzebene zu. Dazu möge die Abb. 9 aus einer Untersuchung von PULVERMACHER dienen. Der Parameter Q in dieser Zeichnung ist hier das Verhältnis der Größe des geometrisch-optischen Projektionsbildes zur Größe des zentralen Maximums im Fraunhoferschen Beugungsbild. Bei zunehmendem Q, also einem Fortschreiten von der Frequenzebene zur Bildebene, geht das Fraunhofersche Beugungsbild schnell in ein Fresnelsches über. Betrachtet man das Diagramm, so sieht man, daß dort bis zu $Q = 2$ in etwa das zentrale Maximum erhalten bleibt. Ein sicherlich ausreichender Wert ist $Q = 1$. Vergleicht man den Wert der

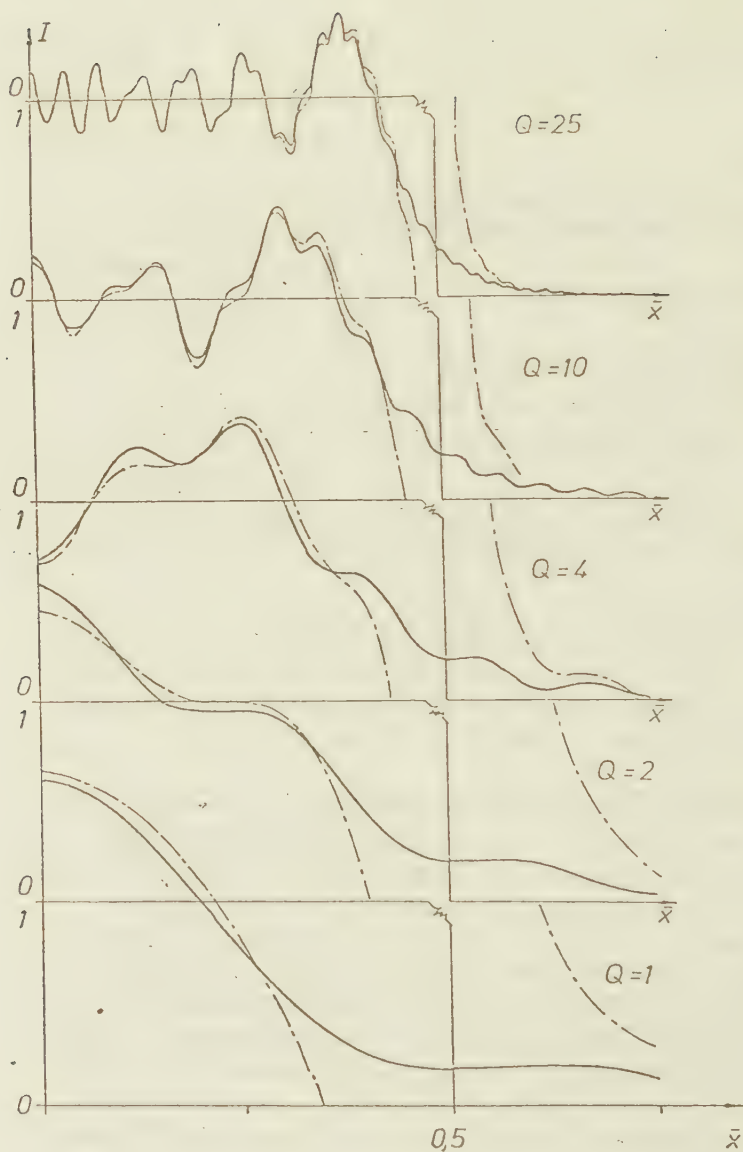


Abb. 9 Beugungsbild eines Spaltes bei Verlassen der Frequenz-
ebene nach PULVERMACHER

Parameter Q : Größe des Projektionsbildes im Verhältnis
zur Ausdehnung des zentralen Maximums

vorhergehenden Betrachtungen mit dieser Überlegung, so ergibt sich:

$$Q = \frac{4a^2 + \lambda f}{\lambda f} \gamma' \quad /82/$$

Bei dem angenommenen $Q = 1$ folgt:

$$\gamma' = \frac{\lambda f}{4a^2 + \lambda f} \quad /83/$$

Dieses entspricht aber der Gleichung /81/ aus den vorhergehenden Berechnungen:

$$\gamma' = \frac{\lambda f}{4a^2 + \lambda f} \quad /84/$$

Nimmt man nun reale Werte, um den Einfluß der Verschiedenheit der Voraussetzungen im Nenner abzuschätzen, und legt man eine mittlere Detailabmessung des Musters von $2a = 3 \text{ mm}$ und eine Wellenlänge $\lambda = 0,65 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$ sowie eine Brennweite der Transformationslinse von $f = 420 \text{ mm}$ zugrunde, so ergeben sich für die Defokussierungen $\gamma, \gamma' = \frac{f - \Delta}{f}$:

$$\gamma = \frac{3 \cdot 0,65 \cdot 10^{-3} \cdot 420}{8 \cdot 1,5^2 + 3 \cdot 0,65 \cdot 10^{-3} \cdot 420} = 0,044$$

$$\gamma' = \frac{0,65 \cdot 10^{-3} \cdot 420}{4 \cdot 1,5^2 + 0,65 \cdot 10^{-3} \cdot 420} = 0,029$$

Für die benutzte Anordnung ist daher der zulässige Defokussierungsbereich, bei dem fast alle Musterdetails durch ihr Beugungsbild beschrieben werden können, unter Zugrundelegung der schärferen Bedingungen /81/ /83/ etwa 10 mm (siehe auch Tab. 1, Kap. 4.2).

Die Abmessungen der gesamten Bildfläche, die die Transparenzfunktion für die mittlere Gesamttransparenz darstellen, sind mit ca. 26 mm so groß, daß hier der Übergang in das Projektionsbild mit Fresnelschen Beugungserscheinungen schon bei 0,15 mm vollzogen wird. Dies ist von Wichtigkeit, da somit die störende Intensität des Zentrums quadratisch mit der Vergrößerung der Projektionsfläche abnimmt. Aus den Messungen in Kap. 5.5 wird ersichtlich, bei welcher Defokussierung die Gesamttransparenz der Vorlage durch das Filterhologramm voll wiedergegeben wird, also eine lineare Aufzeichnung der Intensität erfolgt.

Untersucht man die Translationsabhängigkeit des defokussierten Filterhologramms, so muß man innerhalb des zuvor abgegrenzten Bereichs zwischen den Musterdetails und der Gesamtbildfläche unterscheiden.

Die Gesamtbildfläche liegt praktisch immer als Projektionsbild vor und führt bei Verschiebung der Vorlage zu einer Abnahme des Meßsignals entsprechend ihrer Autokorrelationsfunktion. Musterdetails, die noch als Beugungsbild vorliegen, lassen sich bei den verwendeten Rechtecktransparenzfunktionen durch sinc-Funktionen beschreiben. Bei Verschiebung des Objekts kippen die Bündel -man denke an die vereinfachte Darstellung in Abb. 8- um die Zentren ihrer Maxima. Bei der Verschiebung zweier sinc-Funktionen, beschrieben durch ihre Autokorrelationsfunktion im defokussierten Filterhologramm, ergibt sich aber wiederum eine sinc-Funktion. Zu erwarten ist also bei Vernachlässigung von Nichtlinearitäten und Volumeneffekten des Photomaterials eine Abnahme

entsprechend der Überlagerung der Autokorrelationsfunktion der Gesamtbildabmessungen und der Autokorrelationsfunktionen der einzelnen die Musterdetails beschreibenden sinc-Funktionen. Eine genaue Aussage ist in realen Fällen jedoch nicht zu machen, da bei der dann notwendigen Berücksichtigung der Phasenbeziehungen eine explizite Ausrechnung nahezu unmöglich erscheint.

Die Selektivität nimmt bei Defokussierung zu, wie sich in den Messungen zeigen wird, da mit abnehmender Intensitätsvariation ein immer besseres lineares Verhalten des Filters auftritt und mit der damit verbundenen Hereinnahme zuvor unterdrückter Frequenzbereiche nicht nur bestimmte Musterdetails die Höhe des Korrelationssignals bestimmen.

3.5 Korrelationsfilter mit eingeschränktem Frequenzbereich

Nach Kap. 3.3 bewirkt der hohe Gleichlichtanteil der Vorlagen eine Intensität im Zentrum, die durch Übersteuerung des Photomaterials zu unkontrollierbaren Geisterbildern bei der Filterung führt und zur Verschleierung von intensitätsschwachen Gebieten bei der Hologrammaufnahme. Dadurch wird das Meßsignal sowohl qualitativ, als auch quantitativ verschlechtert. Bringt man nun an einer Zwischenabbildung der Frequenzebene im Zentrum eine kleine lichtundurchlässige Blende an, so kann man dem Filter ein definiertes Hochpassverhalten geben. Die

Verschleierung durch Lichtstreuung fällt dann weg und man kann die Belichtung für den verbleibenden Bereich optimieren. Dies führt, wie die Messungen in Kap. 5.4 zeigen werden, zu einer erheblichen Verbesserung der Selektivität und der Translationsinvarianz. Zwar ist es nur schwer möglich, den Durchmesser der Blende genau auf das zentrale Maximum zu beschränken, aber die miterfaßten, sehr niedrigen Ortsfrequenzen haben im allgemeinen so hohe Intensitäten, daß auch die zweiten Maxima die zugehörigen Musterdetails noch ausreichend repräsentieren. Entsprechend Gleichung /46/ in Kap. 1.4.1 wird allerdings hierbei die mittlere Transparenz bzw. der Gleichlichtanteil nicht mehr bei der Mustererkennung berücksichtigt. Die Messung dieser Größe muß also an anderer Stelle erfolgen. Dafür erweist sich eine Normierung des Meßsignals im vorliegenden Fall bei konstanter Beleuchtungsamplitude als nicht mehr notwendig.

4 .

Experimentelle Durchführung

1. Optischer Aufbau zur Filterherstellung und Wiedererkennung

Der Strahlengang nach Abb. 4 wurde zur Anpassung an die Anforderungen zur Erkennung großflächiger Muster und an die gewünschte Eingriffsmöglichkeit in das Frequenzspektrum entsprechend Abb. 10 geändert. Durch die Musterausdehnung wurden, um Vignettierungen und Frequenzbeschneidungen durch den Objektivdurchmesser zu vermeiden, Objektive großen Durchmessers notwendig. Hinzu kommt noch, daß bei

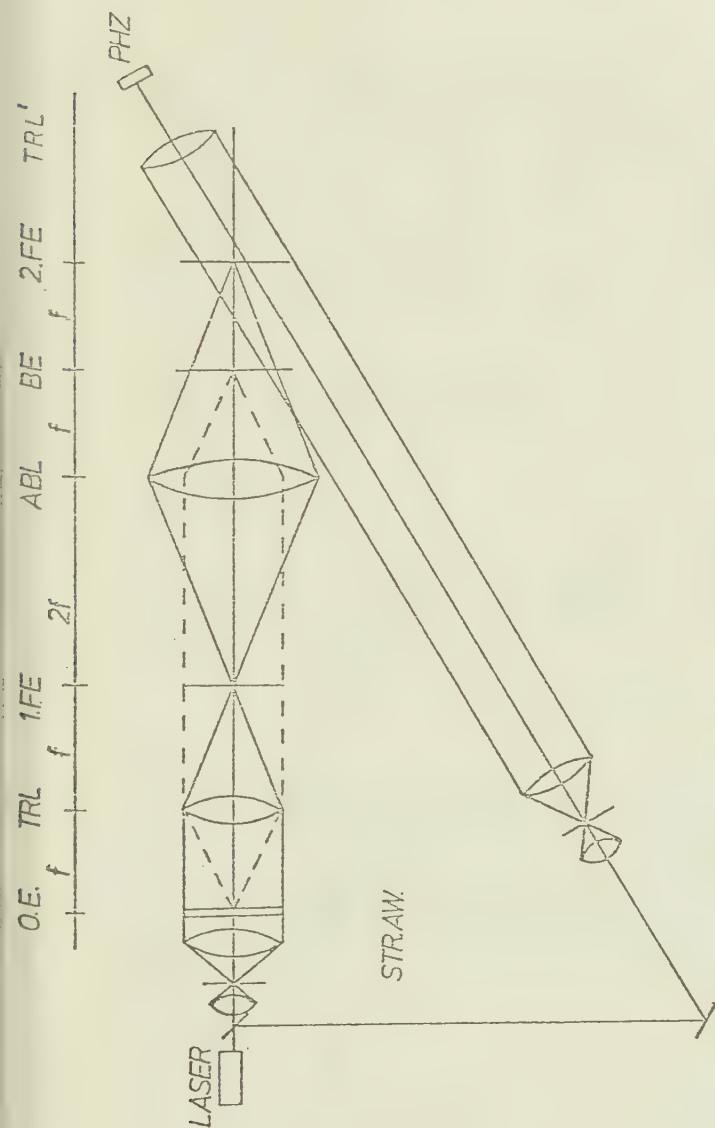


Abb. 10 Anordnung zur Mustererkennung zwischen Frequenzebene und Bildebene.

Das Hologramm wird am gewählten Ort zwischen Bildebene und der zweiten Frequenzebene aufgenommen. Zur Rekonstruktion wird der Referenzstrahl abgedeckt und das Korrelationssignal mit der Photozelle gemessen.

O.E. Objektebene, TRL. Transformationslinse, F.E. Frequenzebene
 ABL. Abbildungslinse, B.E. Bildebene, PHZ. Photozelle, STR.AW. Strahl-
 aufweitungssystem

Verschiebung zur Messung der Translationsabhängigkeit nicht der wirksame Objektivdurchmesser Einfluß auf das Meßsignal haben durfte. Die dadurch bedingten langen Brennweiten ließen eine Knickung des Strahlenganges notwendig werden. Das benutzte Abbildungssystem zeigt Zeichnung 11. Das Objekt kommt in der vorderen 2f-Ebene des Gesamtsystems zu liegen, so daß eine maßstabgleiche Abbildung als Bildebene in der hinteren 2f-Ebene erscheint. Das Frequenzspektrum liegt jeweils am Ort der Abbildung der Lichtquelle, also in der hinteren Brennebene von O_1 und in der doppelten Brennweite von O_2 . In der Brennebene von O_1 lassen sich die gewünschten Frequenzeingriffe realisieren. Der Raum zwischen einfacher und doppelter Brennweite von O_2 umfaßt also die Gebiete Bildebene, Fresnelsches Beugungsbild, quasi-Fraunhofersches Beugungsbild und Frequenzebene. Der Winkel der Referenzwelle wurde mit ca. 30° festgelegt. Die rekonstruierte Referenzwellenintensität erscheint in der Brennebene der Linse O_3 .

3

Den Aufbau zeigt Abb. 12. Da die Anordnung ein interferometrisches System darstellt, wurden die Messungen auf einem geeignet gedampften Holographietisch durchgeführt. Als Lichtquelle diente ein Kr-Ionenlaser, der allerdings wegen auftretender Instabilitäten in seiner abgegebenen Leistung teilweise durch einen He-Ne-Laser ersetzt wurde. Mit dem zur Vermeidung von Streulicht direkt hinter dem Laser sitzenden elektronischen Verschuß ließ sich die Belichtungszeit und damit die mittlere Belichtung des Hologramms bestimmen. Zur Aufteilung in Signal- und Referenzwelle folgte ein in seinem Teilungsverhältnis veränderbarer Spiegel. Das S/R-Verhältnis konnte da-

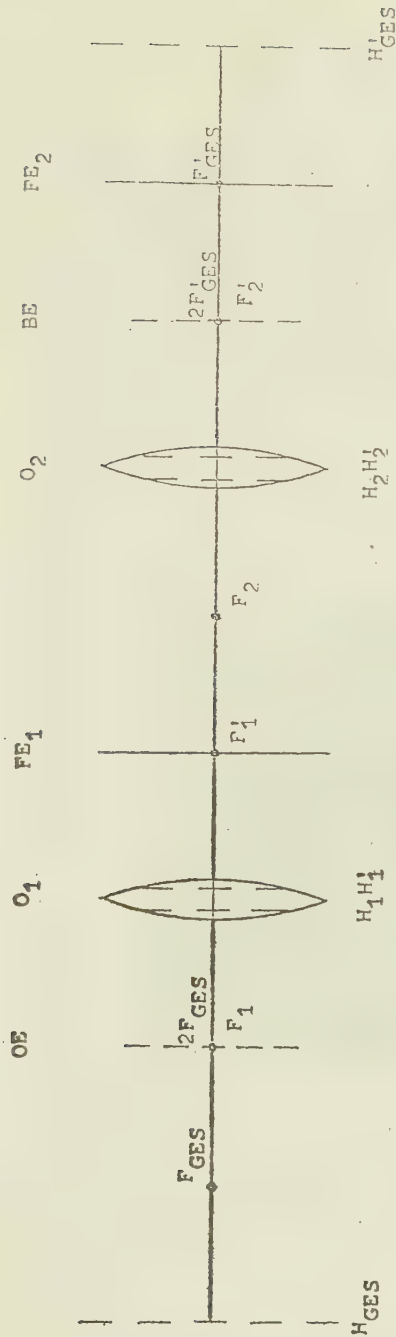


Abb. 11 Lage der Brennpunkte und Hauptebenen des Systems zweier Objektive.

Brennweite des Gesamtsystems $f_{GES} = -f_1, 2$. OE Objektebene, FE Frequenzebene

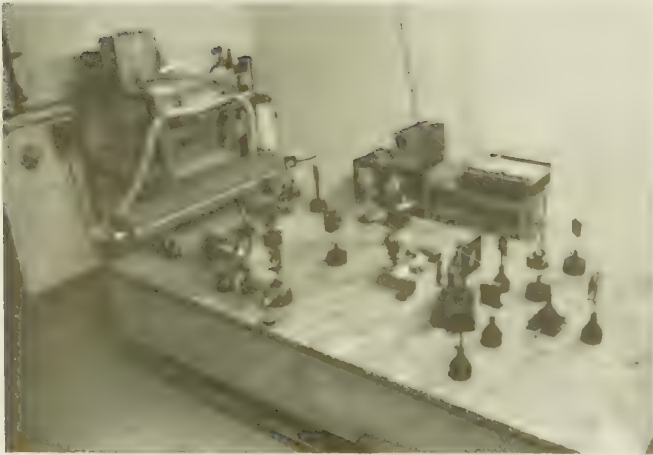
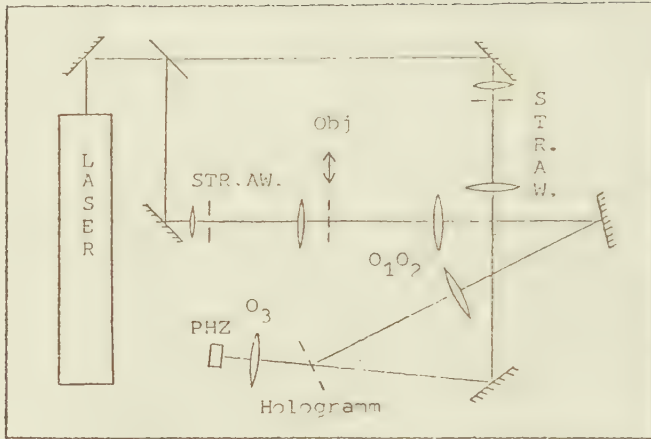


Abb. 12 Strahlengang und Ansicht des Aufbaues

mit zur Optimierung des Beugungswirkungsgrades des gesamten Hologramms oder einzelner Zonen kontinuierlich verändert werden. Im Signalstrahlengang folgt dann eine Strahlaufweitungsanordnung, bestehend aus einem Mikroskopobjektiv mit einer $20\ \mu$ Modenblende und einem Kollimatorobjektiv. Das damit parallel beleuchtete Muster befindet sich in einer mit Mikrometerschrauben justierbaren Aufnahmevorrichtung, die im Gesamten senkrecht zur optischen Achse verschoben werden kann. Die Verschiebung erfolgt durch einen Elektromotor variabler Drehzahl, der an die Gewindespindel einer Präzisionsverschiebung gekoppelt ist. Die Motordrehzahl ist dabei durch die maximale Schreibgeschwindigkeit des x-y-Schreibers bestimmt, die bei schnell wechselnden Intensitäten den Vorschub begrenzt. Mit der Spindel läuft ein Wendelpotentiometer mit, das durch sein Teilverhältnis in Verbindung mit einer Konstantspannungsquelle dem Schreiber die Momentanlage angibt, die die x-Koordinate darstellt.

Die Abbildung des Musters bzw. die Fouriertransformation wird durch das System zweier Repro-Clarone 1:4,5/420 mm und einen Umlenkspiegel bewirkt. Das Diapositiv steht in der vorderen Brennebene des ersten Objektivs, der vorderen $2f$ -Ebene des Systems. In der hinteren Brennebene dieses Objektivs wird im zweiten Teil der Messungen mit einer Blende von ca. $0,3\ \text{mm}$ der Gleichlichtanteil der Vorlage ausgeblendet. Das zweite Objektiv steht in der Entfernung $2f$, so daß diese Frequenzebene im Maßstab 1:1 in der doppelten Brennweite hinter O_2 abgebildet wird.

In der einfachen Brennweite, der hinteren 2f-Ebene des Systems, erscheint die Abbildung des Musters. In diesem Bereich zwischen Bild- und Frequenzebene wird die Filterung durchgeführt.

Der Referenzstrahl fällt nach einigen Umlenkungen und Aufweitung durch ein System, identisch dem im Signalstrahlengang verwendeten, als Parallelstrahlenbündel unter einem Winkel von ca. 30° in die Aufnahmeebene ein.

Bei der Aufnahme der Hologramme wurde auf ein Arbeiten mit Kassetten verzichtet, da die Positionierung der Filterhologramme nach der Entwicklung an dem Originalort auf Schwierigkeiten stößt. Die identische Lage bei Aufnahme und Auswertung ist aber, insbesondere in der Frequenzebene, von entscheidender Bedeutung für den Mustererkennungsprozess. Statt dessen stand die Photoplatte bei Aufnahme und Wiedergabe in einer Halterung, die den Ort der Platte genau bestimmte, wobei sich unvermeidbare kleine Verlagerungen durch Justiermöglichkeiten in allen Koordinatenachsen ausgleichen ließen.

Die beim Filtervorgang rekonstruierte Referenzwellenfront wird durch die Linse O_3 in die Meßebene abgebildet. Diese Linse wird so kurzbrennweitig gewählt (50 mm), daß bei maximaler Verschiebung des Musters das Wiedererkennungssignal nicht aus dem lichtunempfindlichen Bereich der Photozelle wandert. Dabei darf aber keine Begrenzung der Hologrammapertur entstehen.

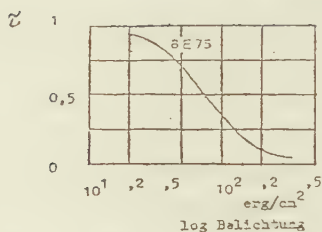
Die Intensitätsmessung bei Aufnahme und Erkennung wurde mit einem Power-Meter durchgeführt, dessen Meßbereich sich von ca. $10^{-2} \mu\text{W}/\text{cm}^2$ bis $10^{-1} \text{W}/\text{cm}^2$ erstreckte. Da das Gerät neben der eingebauten Anzeige noch einen Analogausgang besitzt, konnte mit ihm bei der Wiedererkennung direkt die y-Koordinate des Blattschreibers angesteuert werden. Um die erwähnten Intensitätsschwankungen des Kr-Lasers auszugleichen, wurde ein Analog-Dividierer gebaut, der das Ausgangssignal des Meßgeräts stabilisierte. Bei Benutzung des sehr intensitätsstabilen He-Ne-Lasers konnte jedoch auf seine Anwendung verzichtet werden.

Als Photomaterial wurden die Agfa-Gevaert-Platten 8E75 verwendet, deren Amplitudentransparenzkurve, spektrale Empfindlichkeit und Abhängigkeit des Beugungswirkungsgrades von der Belichtung Abb. 13 zeigt.

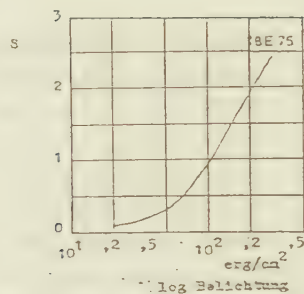
4. 2. Mustervorlagen und Versuchsdurchführung

Da reale Muster aufgrund ihrer Komplexität keine direkten Rückschlüsse auf das Aussehen des Beugungsbildes zulassen und somit auch keine Interpretation der Ausgangssignale des Mustererkennungssystems, wurde für Voruntersuchungen ein Rechteckgitter verwendet. Die Gesamtabmessungen entsprachen denen des Bildfeldes der später benutzten Muster und seiner Periode von ca. 3,8 mm der mittleren Größenordnung der Musterdetails.

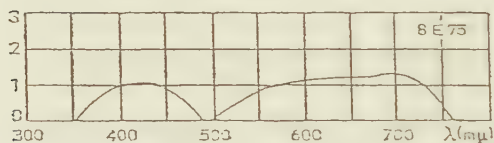
a)



b)



c)



d)

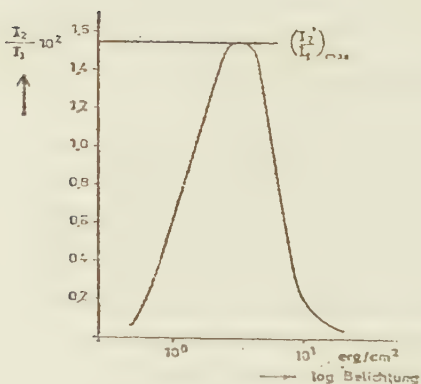


Abb. 13 Amplitudentransparenzkurve (a), Schwärzungskurve (b), spektrale Empfindlichkeit (c), und Beugungswirkungsgrad in Abhängigkeit von der Belichtung bei fester Modulation $\beta = 0,94$ der Agfa Scientia Platten 8E75

Als Vorlage zur Mustererkennung wurde ein farbiges Halbtonmuster in den Farben rot und grün hergestellt. Bei monochromatischen Arbeiten mit der roten Linie des Kr-Lasers $\lambda = 647 \text{ nm}$ (bzw. des He-Ne-Lasers 633 nm) ergibt sich aus der spektralen Transmission der verschiedenfarbigen Muster-
teile die zu dieser Farbe gehörende Transparenz-
funktion.

Zur Herstellung wurden Farbfolien zu einem Muster zusammengefaßt, auf einem Lichtkasten befestigt und mit Farbumkehrfilm photographiert. Um nicht nur 3 Transmissionswerte rot, grün und weiß bei Musterfehlern zu erhalten, wurden bei einigen Details zwei Folien übereinandergelegt. Dies ergibt folgende Kombinationswerte:

1. weiß (Musterfehler)
2. rot
3. rotrot
4. grün
5. grüngrün
6. rotgrün

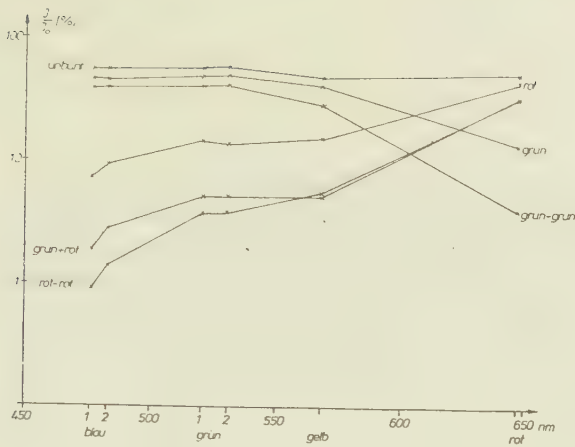
Die jeweiligen Transparenzen lassen sich aus Abb. 14a bestimmen, in der die Transmission der Farben des Diapositivs in den Kr-Laserlinien dargestellt ist. Abb. 14b zeigt das Originalmuster, das als Vorlage zur Filterherstellung dient. Die Transparenzfunktion bei einem beliebigen, aber festen η -Wert, in diesem Fall am unteren Ende der oberen Balkenreihe, in ξ -Richtung zeigt Abb. 14c. Bei der Entscheidung für bestimmte Musterfehler wurden Erfahrungen aus der Praxis bei

Mustervervielfältigung zugrunde gelegt:

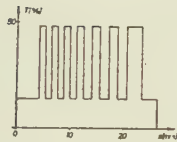
1. Der Musterinhalt ist korrekt, aber eine Farbe fehlt.
2. Die Musterdetails sind alle vorhanden, liegen aber teilweise an falschen Orten.
3. Ein Teil des Musters liegt schräg zu seiner richtigen Orientierung.

Bei der ersten Art von Musterfehlern, dargestellt in Abb. 14d, mit der entsprechend veränderten Transparenzfunktion Abb. 14e, ist einerseits der Gleichlichtanteil stark erhöht, und zum zweiten hat eine Umkehrung der Transparenzgradienten stattgefunden. Da die Anordnung der Musterdetails die gleiche wie beim Originalmuster ist, ist die Ähnlichkeit sehr hoch.

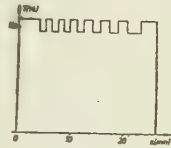
Im Fall 2, dargestellt in Abb. 14f, g, ist die Gesamttransparenz unverändert, die Musterdetails sind alle vorhanden, aber die Transparenz zeigt teilweise eine vom Original verschiedene Ortsabhängigkeit. Die Ähnlichkeit ist hier geringer. Bei Fehlern der dritten Art, Abb. 14h, i, stimmt nun die Gesamttransparenz nicht mehr, die Transparenzfunktion ist verändert, und Musterdetails fehlen, da je nach Verkipfung ein mehr oder weniger großer Teil des Bildinhalts durch die Umrandung abgeschnitten wird. Die Ähnlichkeit mit dem Original ist nur noch gering.



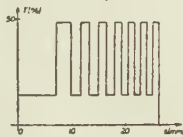
c)



d,e)



g)



h,i)

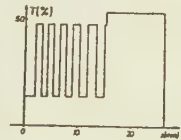


Abb. 14 a) Transparenz der Musterfarben für die Kr-Laserlinien
 b,c) Originalmuster 1 und Transparenzfunktion in ξ -Richtung
 am unteren Ende der oberen Balkenreihe
 d,e) Fehlmuster 2 (Transparenzfehler) und zugehörige
 Transparenzfunktion
 f,g) Fehlmuster 3 (Lagefehler der oberen Balken) und
 Transparenzfunktion
 h,i) Fehlmuster 4 (Winkelverlagerung des oberen Teils)
 und Transparenzfunktion

Während der Einfluß einer im ganzen Bildfeld veränderten Transparenzfunktion auf die Ähnlichkeit zweier Muster nur abzuschätzen ist, kann man die veränderte Gesamttransparenz direkt messen. Dabei ergaben sich für die Fehlmuster 2, 3, 4 im Verhältnis zur normierten Transparenz des Originalmusters von 100 % folgende Werte:

Original	(1)	100 %
Musterfehler erster Art	(2)	183 %
Musterfehler zweiter Art	(3)	100 %
Musterfehler dritter Art	(4)	107 %

Für die Auswahl des Filterorts ist die Kenntnis der Grenze der Fraunhoferschen Beugung nach Kap. 3.3.4 für die einzelnen Musterdetails notwendig. Die der Musterelementgröße zugeordnete maximale Defokussierung zeigt die folgende Tabelle. In Spalte 3 ist die Verschiebung in mm entsprechend Formel /81/ /84/ für den benutzten Aufbau angegeben. Bei den Kreisen wurde der Einfachheit halber die eigentlich nur für den Spalt gültige Formel benutzt. Zum Vergleich mögen noch die Werte in Spalte 4 und 5 dienen. In 4 wurde eine Formel von BORN und WOLF zugrundegelegt, während 5 die Werte nach den einfachen geometrischen Überlegungen von Formel /78/ beinhaltet.

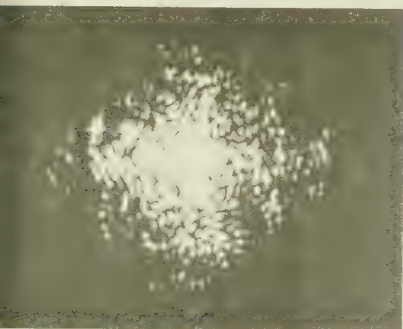
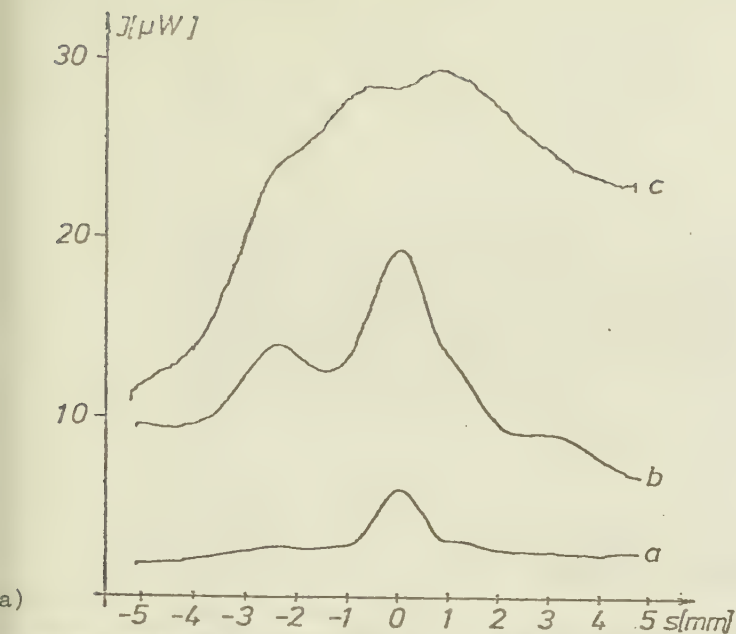
TAB. 1: Begrenzung des Beugungsbildbereiches der Musterelemente

1. Gesamtumrandung $2a = 26,2 \text{ mm}$
2. Oberes Balkenmuster $2a = 2,7 - 1,6 - 1,5 - 1,3 - 1,1 \text{ mm}$
3. Kreise $2a = 2,1 - 1,2 - 0,4 \text{ mm}$
4. Unteres Balkenmuster $2a = 4,5 \text{ mm}$

Abmessung $2a$ mm	Defokussierung nach Gl /81/ /83/	Defokussierung mm	nach Born und Wolf mm	nach Gl /78/ mm
26,2	$0,4 \cdot 10^{-3}$	0,17	0,3	0,25
2,7	$3,6 \cdot 10^{-2}$	15	29,03	22,3
1,6	$9,6 \cdot 10^{-2}$	40	82	58
1,5	$1,1 \cdot 10^{-1}$	45	94	65
1,3	$1,4 \cdot 10^{-1}$	58	125	82
1,1	$1,8 \cdot 10^{-1}$	77	175	106
2,1	$0,6 \cdot 10^{-1}$	24	48	36
1,2	$1,6 \cdot 10^{-1}$	67	147	93
0,4	$6,3 \cdot 10^{-1}$	264	(1323)	302
4,5	$0,13 \cdot 10^{-1}$	5,6	10,5	8,3

Aus diesen Werten ist ersichtlich, daß das Fraunhofersche Beugungsbild der Gesamtbegrenzung, durch die die Transparenzfunktion des Gleichlichtanteils bestimmt ist, sofort beim Verlassen der Frequenzebene ins Fresnelsche Beugungsbild übergeht. Das Ende des quasi-Fraunhoferschen Bereichs für die großflächigen Musterelemente liegt bei ca. 5 mm und wandert für die kleinen Details bis über 50 mm hinaus. Da diese Werte aber bereits eine absolute Grenze darstellen, wurden die Messungen nur in dem kleineren Bereich bis 10 mm in dichteren Abständen durchgeführt.

In den ausgewählten Orten wurden nun Filterhologramme aufbelichtet. Von der Bildebene ausgehend, in der eine direkte Intensitätsmessung möglich war und somit eine Optimierung des Beugungswirkungsgrades, konnte im zugehörigen Projektionsbildbereich die Belichtung aus der Verkleinerung berechnet werden. In der Frequenzebene und dem zugehörigen Bereich wurde die optimale Belichtung experimentell ermittelt. Ein Beispiel zeigt Abb. 15a. Bei zu hoher Belichtung treten aufgrund von Streuung und Nichtlinearitäten zwar hohe Meßsignale auf, die Selektivität des Filterhologramms ist aber gering. Liegt die Belichtung zu niedrig, so ist einmal die rekonstruierte Intensität niedrig, zweitens ist nur noch der zentrale Bereich beugungswirksam, so daß im wesentlichen die mittlere Transparenz der Vorlage das Meßsignal bestimmt, und dieses ist auch noch von starker Granulation durchsetzt. Beispiele hierfür sind in Abb. 15b zu finden. Nach Entwicklung, Fixierung und Trocknung des Hologramms wurde es in seiner Halterung auf maximales Ausgangssignal in der Meßebebene justiert.



ba)



bb)

Abb. 15

- a) Optimierung der Selektivität eines Filterhologramms. Abhängigkeit des Autokorrelationssignals von der Hologrammbelichtung. s Verschiebung des Musters in der Objektebene.

a) 0,18 $\mu Wsec$ Belichtung
Autokorrelationssignal 0,05 μW

b) 0,36 $\mu Wsec$ Belichtung
Autokorrelationssignal 0,20 μW

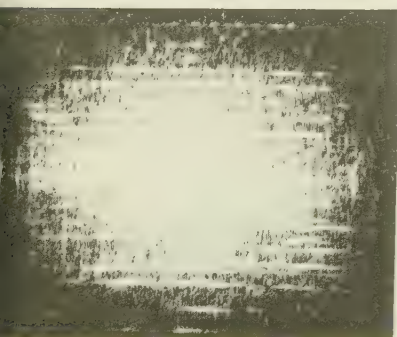
c) 0,72 $\mu Wsec$ Belichtung
Autokorrelationssignal 0,30 μW

- b) Autokorrelationen

ba) Unterbelichtung

bb) optimierte Belichtung

bc) Überbelichtung



bc)

Die Normierung entsprechend der Gesamttransparenz wurde durch Verdrehung des variablen Teilerspiegels erreicht. Bei den Messungen mit unterdrücktem Gleichlichtanteil wurde darauf verzichtet, da die Normierungsfaktoren sehr klein sind, und wegen der geringen Gesamtintensität die volle Laserleistung benötigt wurde.

5. Messungen und Auswertung

Zur Beurteilung der Eignung eines Filterorts zur Mustererkennung soll in den Messungen folgendes untersucht werden:

- a) Besitzt das Filter ausreichende Empfindlichkeit gegenüber Musterfehlern?
- b) In welchem Maße verändert ein abweichender Gleichlichtanteil das Ausgangssignal des Systems?
- c) Welchen Abfall des Signals bewirkt eine bestimmte geringe Fehljustierung der Vorlage?
- d) Wie weit erstreckt sich der Bereich, in dem eine Unterscheidung zwischen Original- und Fehlmuster möglich ist?

Da nun nicht zu erwarten ist, daß alle diese Kriterien an einem bestimmten Filterort identisch und optimal erfüllt werden, sollen die jeweiligen Einzelwerte zu einem Gesamtindex zusammengefaßt werden, dessen Wert die Eignung für das gewählte Muster angibt. Im Fall der Hochpassfilterung ohne Gleichlichtanteil können nur die Punkte a), c), d) berücks-

sichtigt werden. Eine getrennte Messung muß den Wert b) erbringen, der natürlich dann unabhängig von der Filterlage ist und somit nicht zur Beurteilung herangezogen werden kann.

Noch erwähnt, aber in die Beurteilung nicht eingehend, soll die Tatsache sein, daß in der Frequenzebene und ihrer Umgebung die Ausdehnung der beugungswirksamen Bereiche entsprechend der geringen Ausdehnung der sinc-Funktion bei niedrigen Ortsfrequenzen so klein ist, daß Unregelmäßigkeiten in der lichtempfindlichen Schicht und Staubeilchen auf dem Hologramm zu unterschiedlichen Meßergebnissen bei vollkommen gleichem Vorgehen führen können. Unter mehreren Filterhologrammen wurde deshalb jeweils das ausgewählt, welches die größte Selektivität gegenüber den Musterfehlern aufwies.

5.1. Intensitäten und Verschiebungskurven bei einem Rechteckgitter

Um Anhaltspunkte über die auftretenden Intensitäten und die Zugehörigkeit zum Projektionsbild oder Fraunhoferschen Beugungsbild zu erhalten, wurden zunächst Messungen mit einem Rechteckgitter durchgeführt. Dieses hatte eine Ortsfrequenz von etwa 0,26 Linien/mm und somit nach Gl. /84/ eine Grenze des Beugungsbereichs bei 7,8 mm Defokussierung aus der Frequenzebene. Eine 20 μ Blende wurde der Photozelle vorgeschaltet und diese mit der Verschiebeeinrichtung quer

zur optischen Achse verfahren. Die jeweilige Intensität wurde von dem x-y-Schreiber aufgezeichnet. Abb. 16 zeigt die Verhältnisse für die Abstände von 10, 25, 50 und 100 mm vor der Frequenzebene. Man sieht, daß in 100 und 50 mm Entfernung noch ein reines Projektionsbild mit Beugungsfransen vorliegt. Bei den Kurven in 25 mm und 10 mm verschwindet jedoch die Ähnlichkeit mit der Vorlage und der Übergang zum Fraunhoferschen Beugungsbild wird vollzogen. Messungen unterhalb 10 mm Defokussierung und in der Frequenzebene, bei denen ein Intensitätshub von mehr als $1:10^3$ auftritt, können vom Schreiber nicht mehr aufgelöst werden. Diesem Verhältnis entspricht in etwa auch der maximale Belichtungsspielraum des Photomaterials, so daß unterhalb von 10 mm Defokussierung mit Nichtlinearitäten bei holographischer Filterung zu rechnen ist. Eine bessere Aussage über die Zugehörigkeit zum Fraunhoferschen Beugungsbild oder Projektionsbild ermöglicht Abb. 17. Hier ist die Intensität auf der optischen Achse bei Verschiebung des Gitters aufgezeichnet. In den Ebenen + 200 und + 25 mm erkennt man noch deutlich den Durchlauf der Gitterperioden. Während im Übergangsgebiet bei 10 mm keine eindeutige Zuordnung möglich ist, sieht man an den abnehmenden Intensitätsschwankungen bei der Gitterverschiebung bei 5 mm und in der Frequenzebene, daß dieser Bereich zum Fraunhoferschen Beugungsbild gehört.

Die theoretisch nicht zu erwartende Restwelligkeit in der Frequenzebene wird vermutlich durch Aberrationen des Abbildungssystems verursacht, die zu einer endlichen Tiefenausdehnung der Frequenzebene

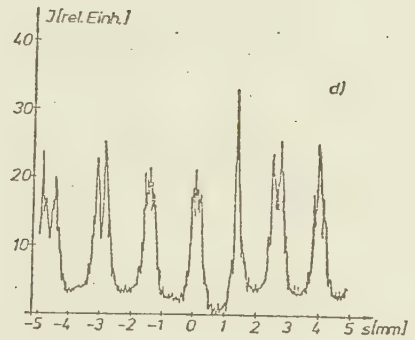
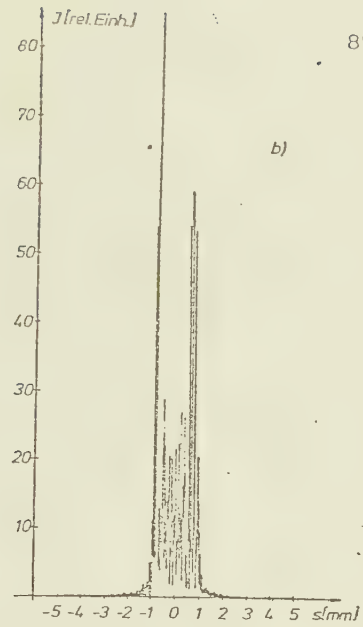
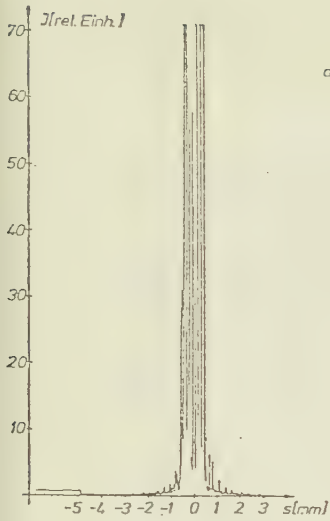


Abb. 16 Intensitätsverlauf im Beugungsbild eines Gitters in x-Richtung in verschiedenen Abständen von der Frequenzebene. s Verschiebung in mm aus der optischen Achse.
a) 10 mm b) 25 mm c) 50 mm d) 100 mm Abstand von der Frequenzebene.

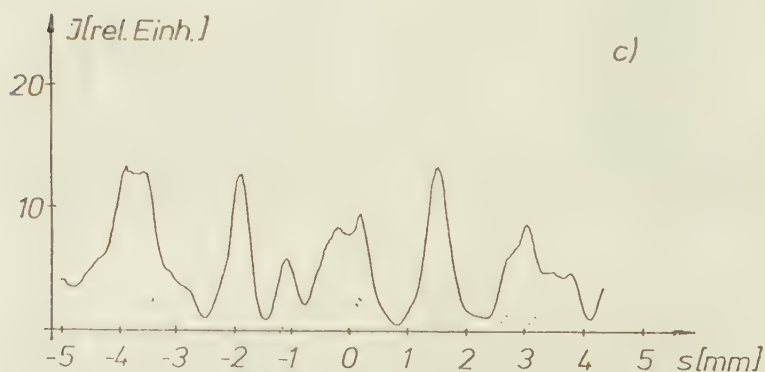
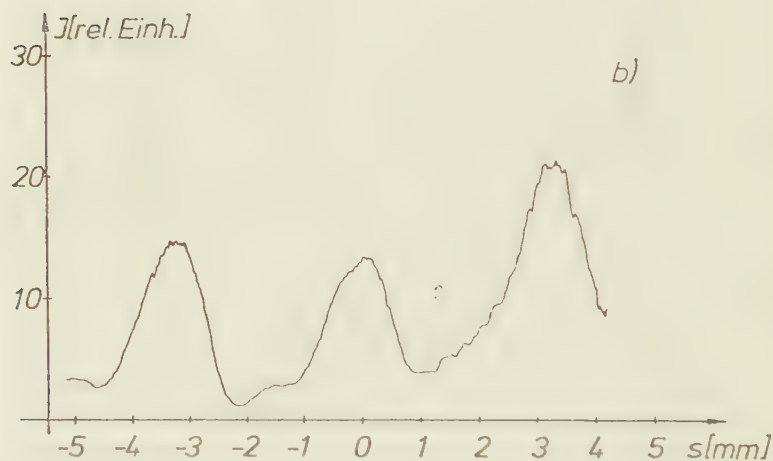


Abb. 17 Beugungsintensität auf der optischen Achse in verschiedenen Orten zwischen Frequenzebene und Bildebene bei Verschiebung eines Gitters in x-Richtung
 a) Frequenzebene b) 5 mm c) 10 mm

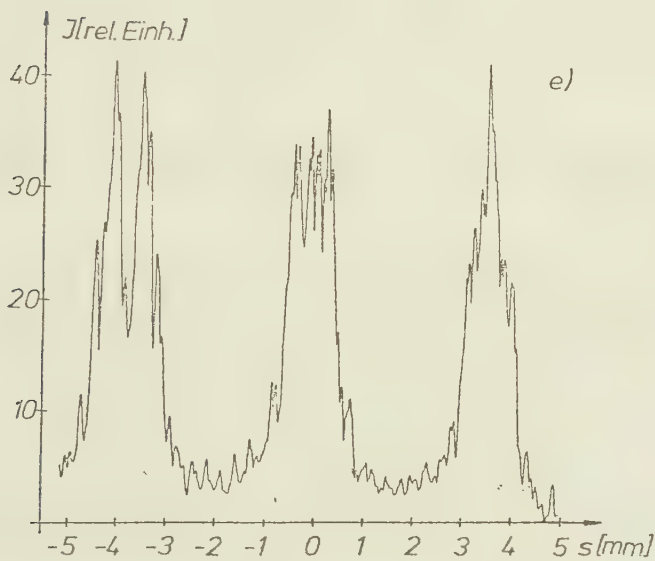
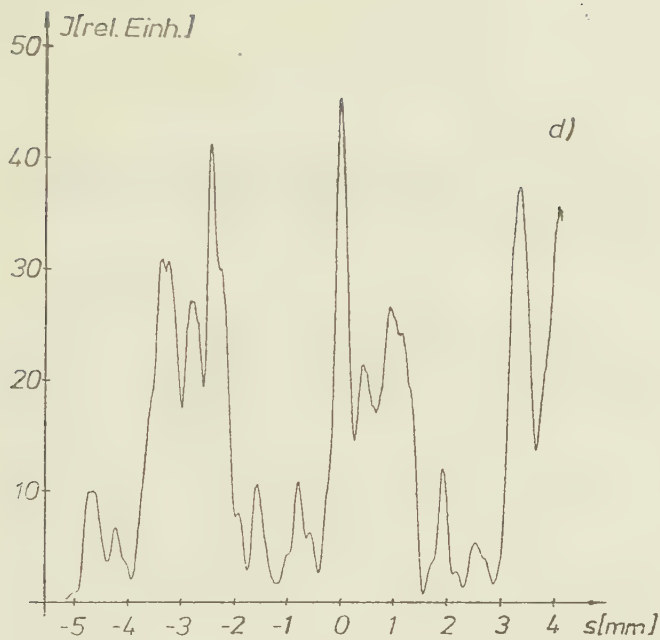


Abb. 17 Gitterverschiebung : d) 25 mm e). 200 mm

führen. Verschwindende Defokussierung ist dadurch nicht für die gesamte Gitterfläche an einem Punkt zu erreichen.

Ein weiterer Fehler entsteht dadurch, daß die Intensität nicht punktförmig gemessen wird, sondern gemittelt über die Fläche der Lochblende. Berechnet man die Projektionsbildgröße, so liegt die Grenze der möglichen vollen Modulation etwa bei 2,5 mm vor der Frequenzebene. Berücksichtigt man aber das Mit- erfassen der Beugungsfransen, so ist unterhalb 10 mm sicher keine exakte Messung mehr möglich. Genauere Aussagen liefern die Verschiebungskurven von Filterhologrammen, bei denen die Frequenz des Trägers, also des Interferenzfeldes, die Auflösung begrenzt. Abb. 18 zeigt, daß bei 6 mm noch kein reines Beugungsbild vorliegt, dessen Verschiebungskurve aus der Messung in der Frequenzebene hervorgeht. Auch hier zeigt sich im Übrigen eine Restwelligkeit.

5.2. Verschiebungskurven der Mustervorlagen bei Allpass- filterung

Die Verschiebungskurven des Musters und der Vergleichsmuster bei holographischer Filterung in verschiedenen Ebenen in und vor der Frequenzebene und der Bildebene zeigt Abb. 19. Eine einfache Interpretation der Kurven analog der Verschiebung beim Gitter ist hier nicht mehr möglich. Der Gleichlicht-anteil mit der Überstrahlung des zentralen Bereichs spielt eine erhebliche Rolle, und das Meßsignal ist die Überlagerung der Auto- bzw. Kreuzkorrelationsfunk-

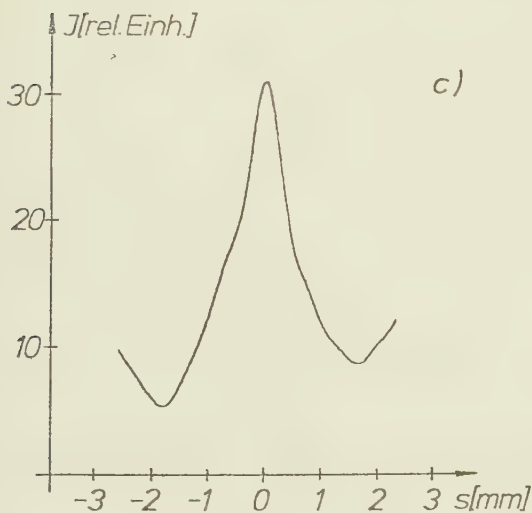
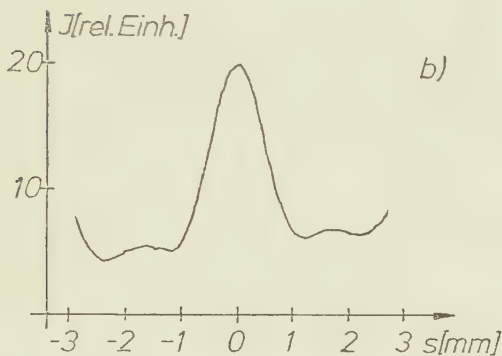
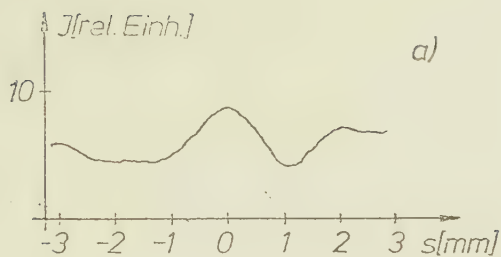


Abb. 18 Verschiebungskurven eines Gitters in x-Richtung bei holographischer Filterung in verschiedenen Ebenen zwischen Frequenzebene und Bildebene

a) Frequenzebene
 b) 6 mm
 c) 10 mm

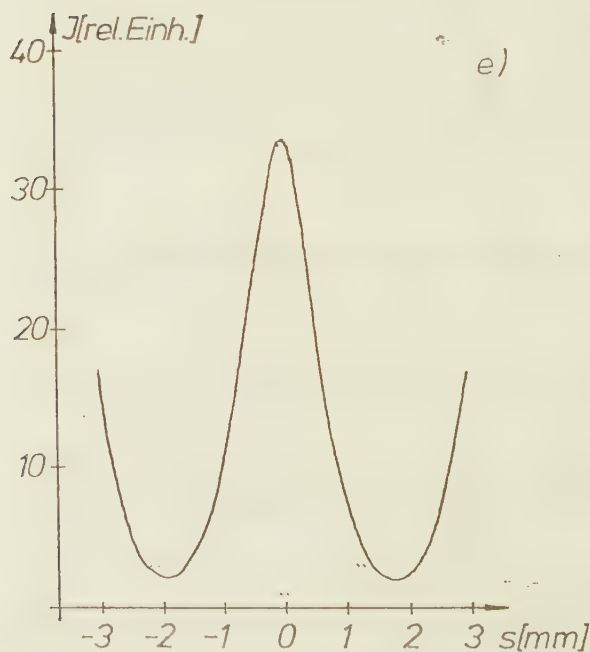
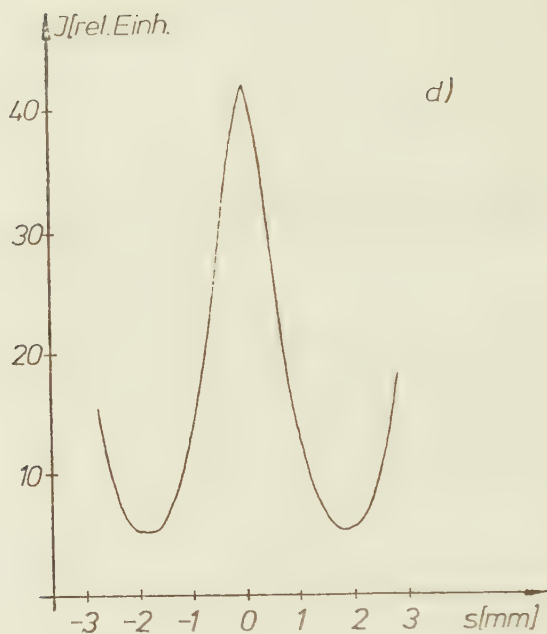


Abb. 18 Gitterverschiebung bei holographischer Filterung

d) 50 mm

e) 200 mm

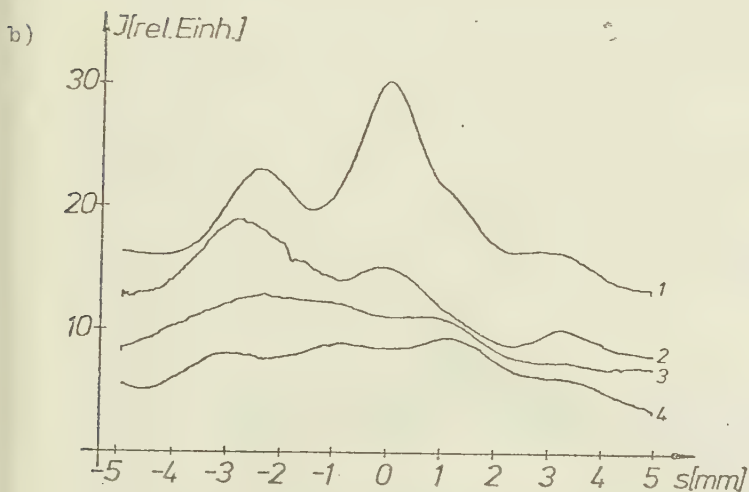
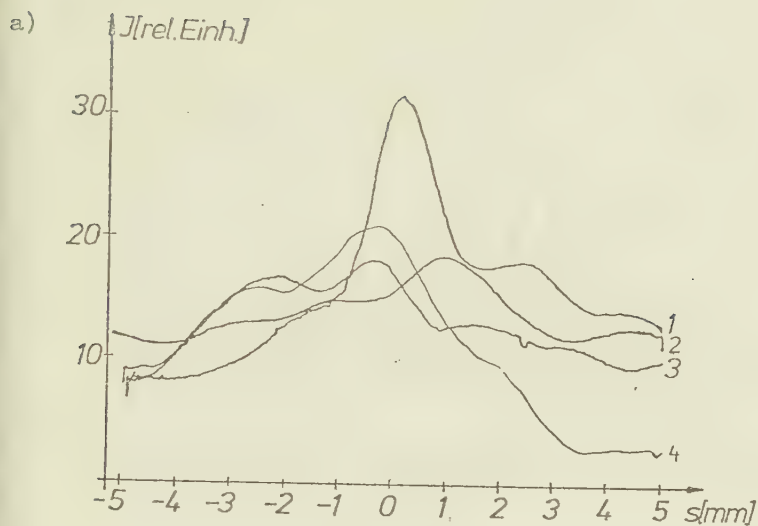


Abb. 19 Verschiebungskurven der Muster bei Allpassfilterung
in verschiedenen Ebenen zwischen Frequenzebene und
Bildebene

a) Frequenzebene

b) 1 mm

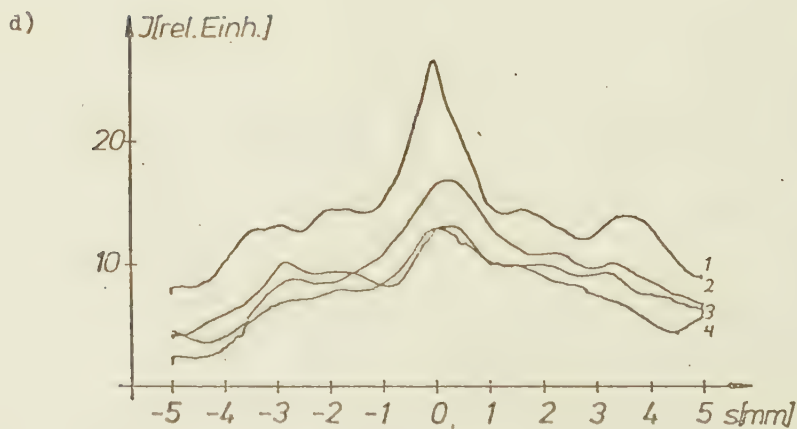
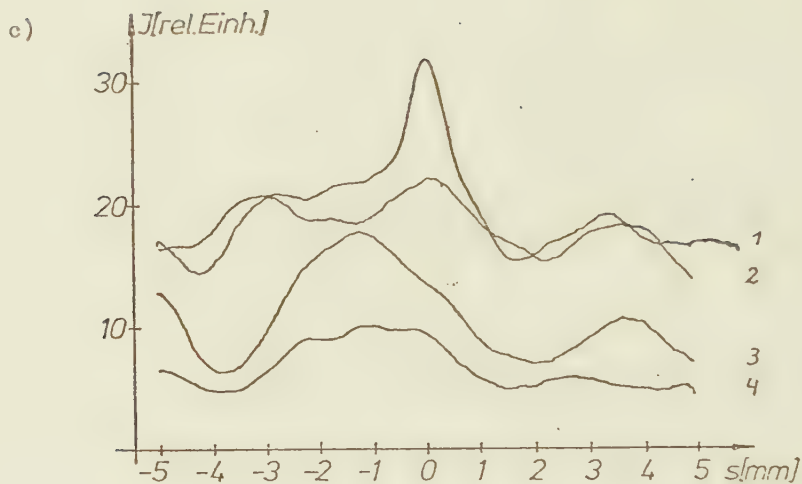
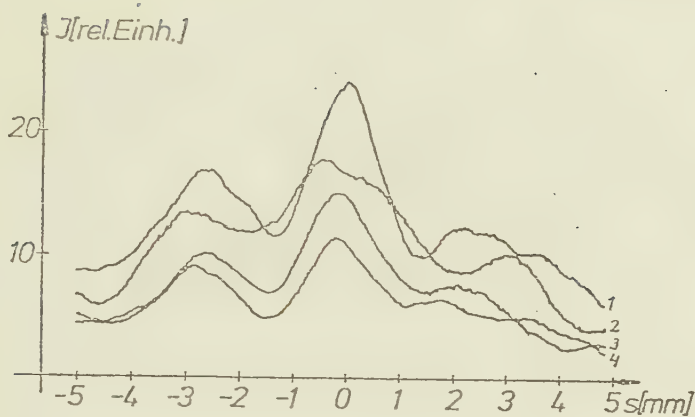


Abb. 19 Musterverschiebungskurven bei Allpassfilterung

c) 2,5 mm

d) 10 mm

e)



f)

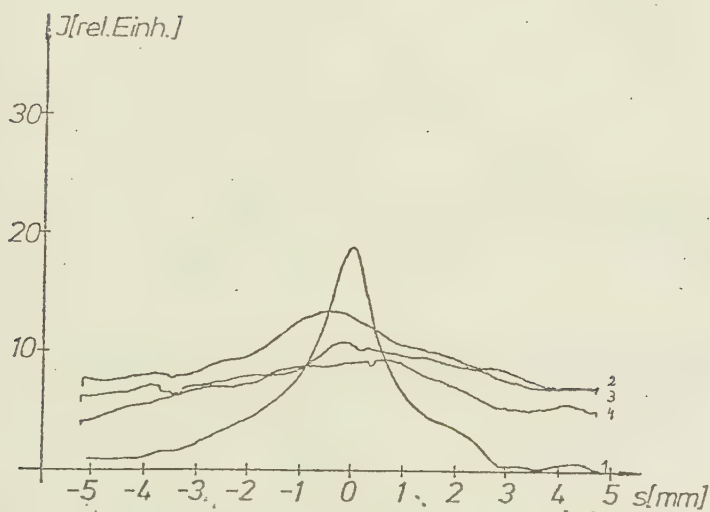


Abb. 19 Musterverschiebungskurven bei Allpassfilterung

e) 25 mm

f) 50 mm

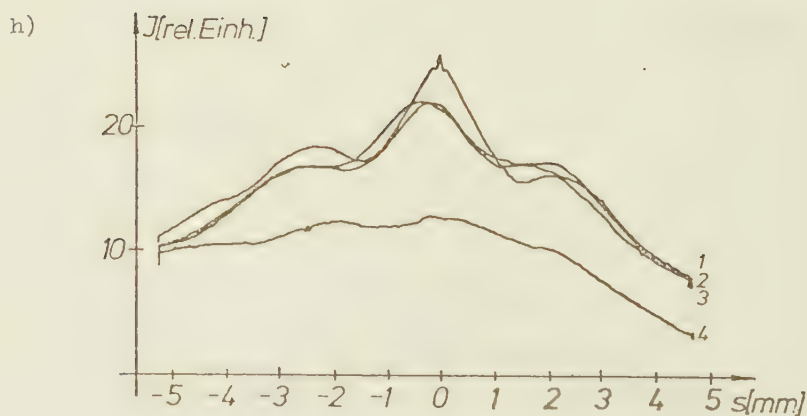
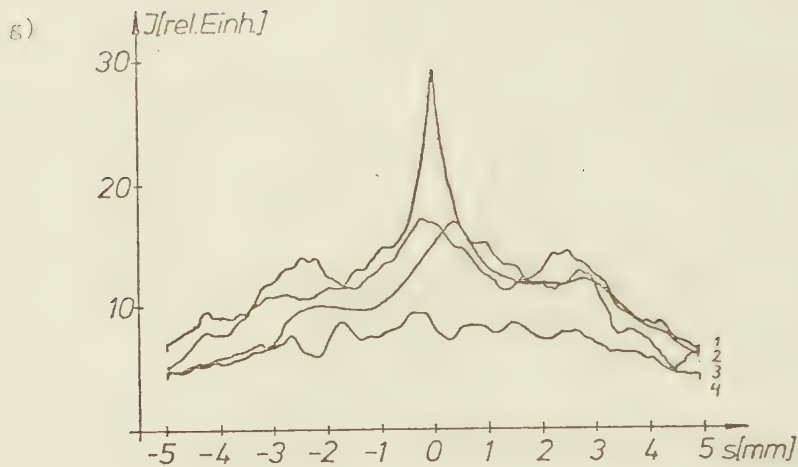


Abb. 19 Musterverschiebungskurven bei Allpassfilterung

g) 200 mm

h) Bildebene (420 mm)

tionen der gesamten Musterdetails. In allen Fällen zeigt sich jedoch, daß die Kreuzkorrelationen geringere Werte aufweisen als die Autokorrelationen. Dies gilt aber nur unter der Voraussetzung der Normierung, wobei diese lediglich bei dem Muster 2 mit der hohen Gesamttransparenzdifferenz durch Veränderung der Stellung des Strahlteilers durchgeführt wurde. Auch die Selektion nach der Musterähnlichkeit bleibt in allen Ebenen erhalten. Die Empfindlichkeit bezüglich der Musterfehler erweist sich bei der Filterung bei einer Defokussierung um 1 mm am größten. Die Veränderung der Gesamttransparenz bei Muster 2 wird am stärksten in 25 und 50 mm dargestellt, wenn man zum Vergleich die Bildebenenfilterung heranzieht. Die Musterempfindlichkeit, bei der eine tolerierbare Verschiebung von $\pm 0,5$ mm als ausreichender Wert angesehen wird, zeigt bis zu einer Filterverlagerung von 25 mm gute Werte. Dazu ist zu bemerken, daß eine vollständige Translationsinvarianz, wie in Kap. 2.3 erörtert, auch in der Frequenzebene nicht zu erwarten war, wozu noch die bei der Gitterverschiebung erwähnte Tiefenausdehnung der Frequenzebene kommt. Zudem ist die Ausdehnung des Fraunhoferschen Beugungsbereichs der Gesamtbildfläche mit 0,17 mm so gering, daß hierbei ein Abkommen in den Projektionsbildbereich bei praktischem Arbeiten nicht zu vermeiden ist. Der Verschiebungswert, bei dem eine Unterscheidung von einem richtig justierten Fehlmuster nicht mehr möglich ist, zeigt sein Maximum bei 1 mm Defokussierung, wobei in der Frequenzebene und bei 2,5 mm auch noch gute Werte erreicht werden. Ein besonders geringer Wert liegt bei einem Filterort in 200 mm vor, was durch die bei der Gitterverschiebung in Abb. 17

sichtbare starke Modulation der Beugungsfransen zu erklären ist. Dort ist die Breite der Korrelationsfunktion nicht mehr durch das Muster, sondern durch die Beugungsfransen bestimmt. Die genauen Werte der einzelnen Parameter sind in Tabelle 2a zu finden.

5.3 Verschiebungskurven bei Hochpassfilterung

Bei den Verschiebungskurven in Abb. 20 wurde das zentrale Maximum im Zwischenbild ausgeblendet. Dadurch ergibt sich eine Optimierung der Belichtung für höhere Ortsfrequenzen im Bereich der Fraunhoferschen Beugung, während in der Bildebene und dem Projektionsbildbereich nur noch Sprungstellen der Transparenzfunktion bei der Filterung wirksam werden. Dies führt in beiden Fällen zu einer hohen Selektivität des Filterhologramms. Im ersteren Fall bestimmen auch kleine Musterdetails, die unter Umständen gar nicht von Interesse sein müssen, die Höhe des Korrelationssignals, während bei der Bildebenenfilterung nur noch die exakte Lage von Sprungstellen der Transparenzfunktion überprüft wird. Diese Verschärfung der Forderung an die Übereinstimmung von Original- und Vergleichsmuster führt zu einer Verminderung der Fehlersignalhöhen, so daß bei dieser Hochpassfilterung das Verhältnis von Signalthöhe der Autokorrelationsfunktion und Kreuzkorrelationsfunktion im gesamten Bereich zwischen Frequenzebene und Bildebene etwa gleich bleibt. Die Reihenfolge der Korrelationswerte der Fehlmuster zeigt auch hier wieder ihre Ähnlichkeit mit dem Original an. Die Translationsinvarianz ist wie nach DOUKLIAS und SHAMIR zu erwarten, verbessert. Dies gilt aber nur in dem Bereich Fraunhoferscher Beugung, während im Projektionsbildbereich schon bei geringer Dejustierung

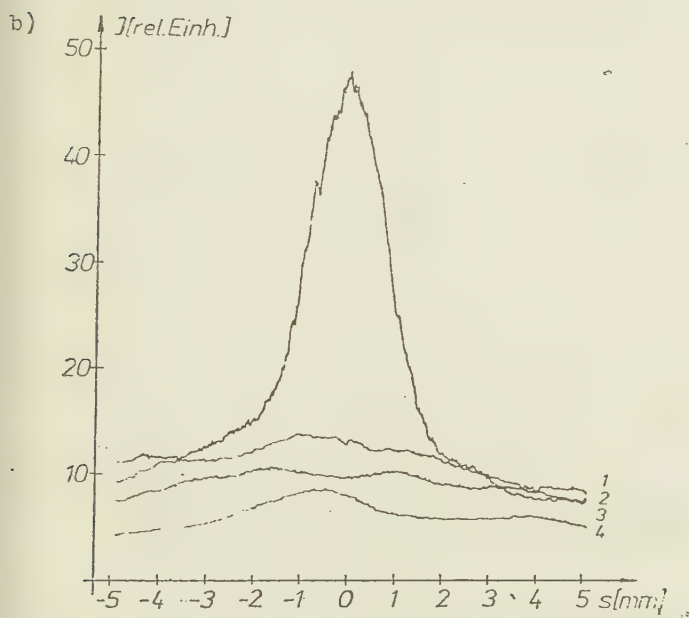
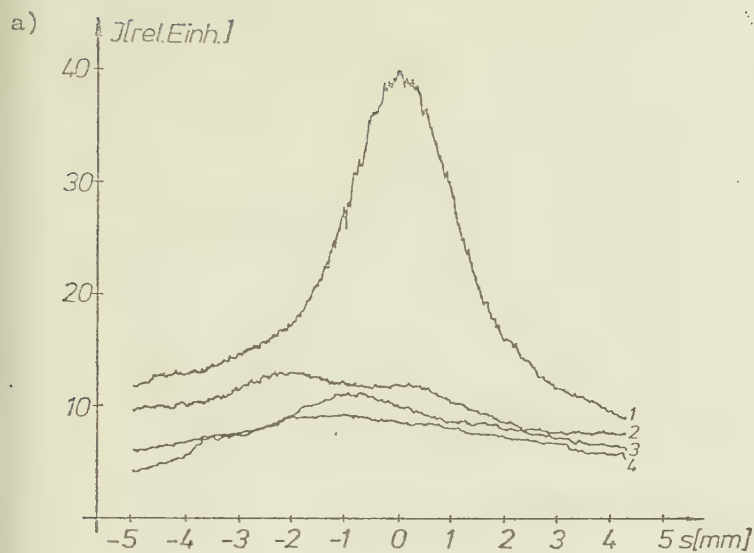


Abb. 20 Verschiebungskurven der Muster bei Hochpassfilterung
in verschiedenen Ebenen zwischen Frequenzebene und Bild
ebene

a) Frequenzebene

b) 1 mm

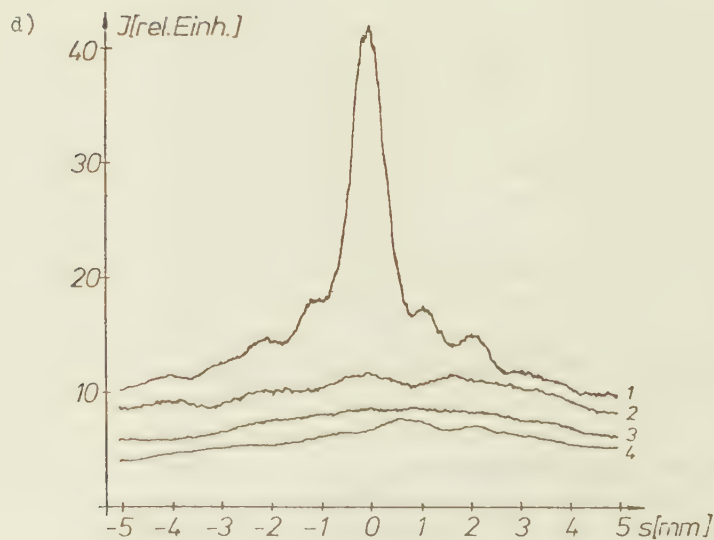
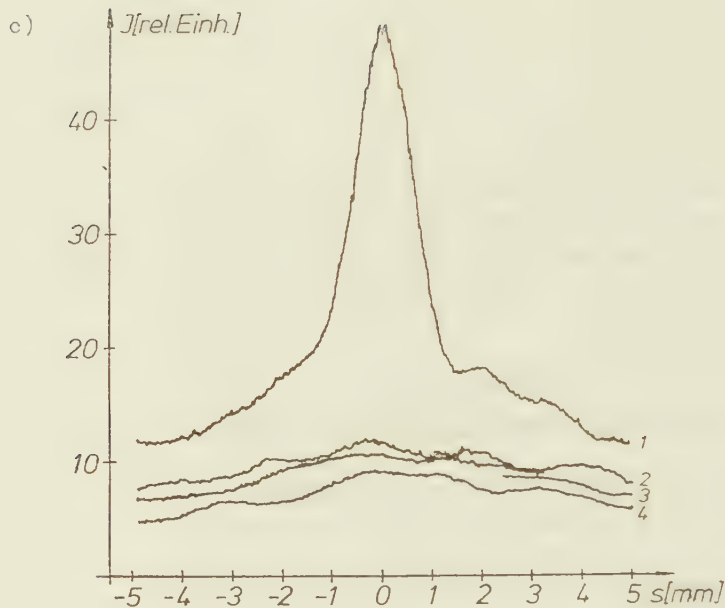


Abb. 20 Musterverschiebungskurven bei Hochpassfilterung

c) 2,5 mm

d) 5 mm

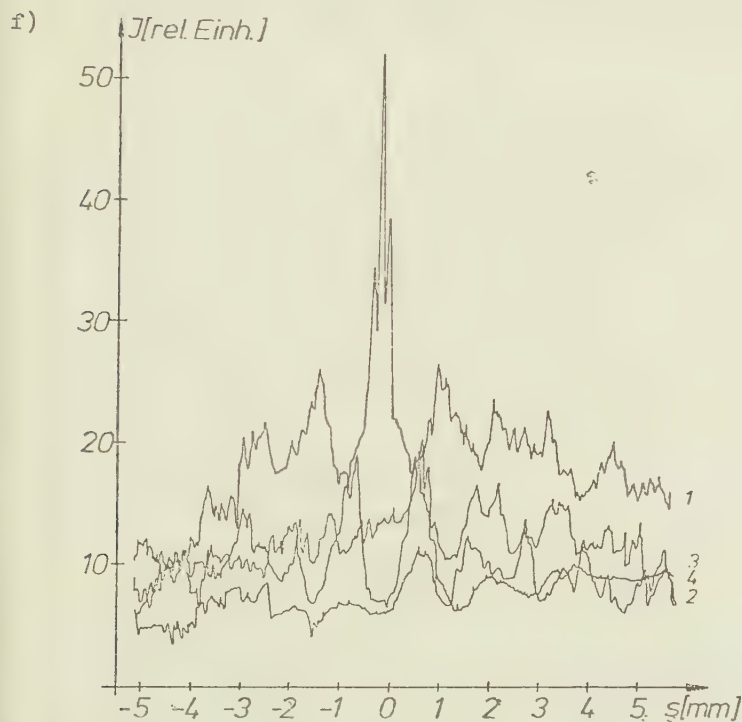
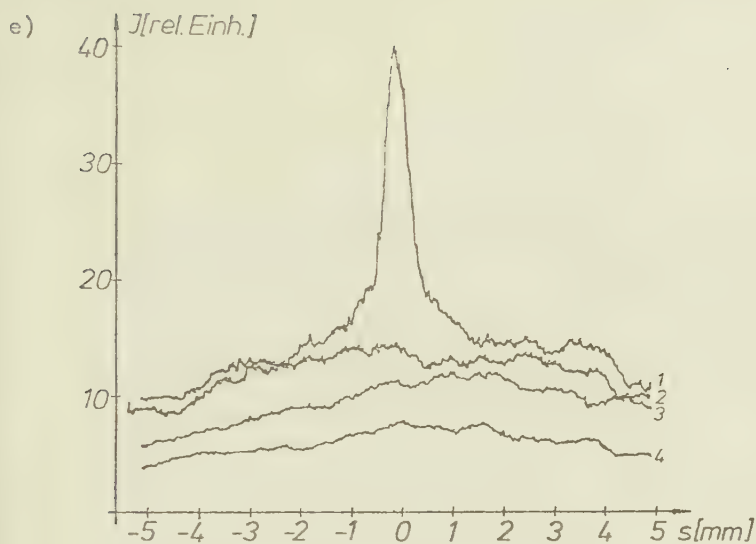


Abb. 20 Musterverschiebungskurven bei Hochpassfilterung

e) 10 mm

f) Bildebene (420 mm)

ein starker Signalabfall erfolgt. Da durch die verschiedenen Bilddetailgrößen eine Mischung beider Fälle außerhalb von ca. 5 mm Defokussierung vorliegt, läßt sich eine exakte Grenze nicht angeben. Schon bei 5 mm fällt aber bei der wiederum vorausgesetzten Dejustierung von $\pm 0,5$ mm das Signal auf 60 % des Maximums ab. Die maximale Dejustierung, bis die Höhe eines Fehlersignals erreicht wird, ist wiederum bei 2,5 mm am besten. Hier führt der Abfall des Autokorrelationssignals bis zum Rand des Meßbereichs nicht zu einer Überschneidung mit einem Fehlersignalwert. Die genauen Werte zeigt die Tabelle 2b.

5. 4 Selektivität der Hologramme und Translationsvarianz

Eine grundsätzliche Beurteilung der Güte eines Filterortes bei der vorliegenden Aufgabenstellung kann bereits beim Betrachten der Verschiebungskurven gemacht werden. Eine exaktere Beschreibung liefert jedoch die Vermessung der Kurven bezüglich der Fehlersignalhöhen und der Verschiebungsvarianz. Die Werte sind für die Messungen mit Gleichlichtanteil in Tab. 2a und für Hochpassfilterung in Tab. 2b zusammengefaßt. Die Fehlersignalhöhe beschreibt dabei den höchsten auftretenden Prozentsatz eines der Fehlmuster im Verhältnis zum Maximum des Autokorrelationssignals und kann somit als Maß der Erkennungssicherheit dienen. Die bei Vergleichsmuster 2. notwendige Normierung ist bei den Werten der Allpassfilterung berücksichtigt. Dennoch ergibt dieses aufgrund seiner größten Ähnlichkeit mit dem Originalmuster den jeweils höchsten Fehlerwert. Da die anderen Fehlermuster stets

Tabelle 2a: Messwerte der Verschiebungskurven - Allpassfilterung

Defokussierung (mm)	FE	+1	+2,5	+10	+25	+50	+200	BE (420)
Fehlersignal- höhe (%)	65,3	57,1	70	63	75	72	58	86
Halbwerts- breite (mm)	1,47	2,16	2,1	1,95	1,87	0,9	0,5	2,16
Selektivität S nach HWB (mm/% 10^{-2})	2,25	3,78	3,0	1,87	1,87	1,25	0,96	2,48
maximaler Verschie- bungsweg (mm)	1,58	4,84	2,08	1,61	1,23	0,85	0,88	1
Selektivität S' nach MVW (mm/% 10^{-2})	2,42	8,48	2,97	2,55	1,64	1,18	1,51	1,16

Tabelle 2b: Messwerte der Verschiebungskurven - Hochpassfilterung

Defokussierung (mm)	FE	+1	+2,5	+5	+10	BE(420)
Fehlersignal- höhe (%)	33	28,5	24	28,3	36,3	52,6
Halbwerts- breite (mm)	2,23	1,58	1,23	0,73	0,65	0,2
Selektivität S nach HWB (mm/% 10^{-2})	6,75	5,2	5,1	2,6	1,8	0,38
maximaler Verschie- bungsweg (mm)	6,8	3,9	8,5	6	3	0,85
Selektivität S' nach MVW (mm/% 10^{-2})	20,6	13,6	35,4	21,4	8,27	1,61

besser vom Original unterschieden werden, sollen sie bei der Beurteilung der Filterselektivität nicht weiter berücksichtigt werden. Um die Reaktion der Filter auf Verschiebung des Originalmusters zu beschreiben, lassen sich zwei verschiedene Werte herausziehen. Einmal kann man den bereits erwähnten technischen Wert von $\pm 0,5$ mm Justiergenauigkeitsanforderung zum Maßstab nehmen, zum anderen die Halbwertsbreite der Kurven. Obwohl dies aufgrund der verschiedenen Formen der Kurven, je nach Zugehörigkeit zur sinc-Funktion oder zur Dreiecksfunktion, zu nicht ganz vergleichbaren Werten führt, erscheint die Auswertung nach der Halbwertsbreite ausreichend genau. Um die Güte eines Filterortes mit einem Wert beschreiben zu können, werden die Fehlersignalhöhe und die Halbwertsbreite zu einem Gesamtwert zusammengefaßt:

der Selektivität S nach Halbwertsbreite

$$S = \frac{\text{Halbwertsbreite}}{\text{Fehlersignalhöhe}} \quad \begin{array}{l} \text{mm} \\ \% \end{array}$$

Damit ergibt sich aus Tab.2a, daß der Filterort bei 1 mm Verschiebung aus der Frequenzebene im Fall der Allpassfilterung den gestellten Anforderungen mit einem Selektionswert von $S = 3,78$ (mm/%) am besten gerecht wird. Dort ist die Empfindlichkeit gegenüber einer Veränderung des Musterinhalts mit einer Fehlersignalhöhe von etwa 57 % am größten, während die Translationsvarianz, beschrieben durch die Halbwertsbreite, den gleichen Wert von 2,16 mm wie in der

Bildebene besitzt. Besonders geringe Werte zeigt die Selektivität aufgrund der kleinen Halbwertsbreite im Projektionsbereich mit Beugungsfransen. In der Mitte zwischen der Frequenzebene und der Bildebene wird nur noch ein Wert von $S = 0,96$ (mm/%) erreicht, die Güte ist also auf etwa $1/4$ des Optimums abgesunken. Die Erkennungssicherheit mit einer Fehlersignalhöhe von 58 % erreicht dort allerdings einen sehr guten Wert.

Eine erhebliche Verbesserung der Selektivität erreicht man aber erst durch Hochpassfilterung - wie Tab. 2b zeigt - in der Frequenzebene und dem Bereich der quasi-Fraunhoferschen Beugung, obwohl hier auf die Normierung von Muster 2 verzichtet wurde. Die beste Gesamtselektivität ist hier mit $S = 6,75$ (mm/%) in der Frequenzebene zu finden. Dieser Wert kommt durch die geringe Translationsabhängigkeit mit einer HWB von 2,23 mm zustande, während die Empfindlichkeit gegenüber Musterfehlern bei einer Defokussierung von 2,5 mm am größten ist mit einer Fehlersignalhöhe von 28,5 %. Gute Werte werden auch bei 1 mm und 5 mm gefunden, wobei aber die Gesamtselektivität rasch abfällt und bei 10 mm bereits unter dem Wert, der bei Allpassfilterung auftritt, liegt. In der Bildebene zeigt sich, wie zu erwarten, eine geringe Fehlersignalhöhe von 52 %, gepaart mit hoher Verschiebungsempfindlichkeit, HWB = 0,2 mm, da nur die Musterkanten zur Erkennung beitragen. Auch hier ist eine Normierung des Fehlermusters 2 nicht notwendig.

Ein mehr praktischer Wert für die Güte eines Filterhologramms, der auch die Form der Verschiebungskurve

berücksichtigt, ist die Größe des Bereiches innerhalb dessen das Signal des Originalmusters über dem eines Fehlmusters liegt. Dadurch wird der maximal zulässige Justierfehler beschrieben, wobei allerdings die Erkennungssicherheit in der Nähe der Bereichsgrenzen als nicht mehr ausreichend angesehen wird. Nimmt man aber die Größe dieses Wertes als Beurteilungsgrundlage, so zeigt sich wiederum, daß der höchste Wert bei Allpassfilterung durch das Hologramm in 1 mm vor der Frequenzebene mit 4,84 mm Bereichsbreite erreicht wird. Gute Werte über 1,5 mm sind zwischen der Frequenzebene und 10 mm Defokussierung zu finden. Auch bei diesem Kriterium aber ist eine erhebliche Verbesserung durch Hochpassfilterung zu erreichen. Der beste Wert wird aber nicht mehr in der Frequenzebene, sondern bei einer Defokussierung von 2,5 mm gefunden. Faßt man diese Werte ebenfalls mit der Fehlersignalhöhe zu der Selektivität S' zusammen, wobei

$$S' = \frac{\text{Maximalverschiebung}}{\text{Fehlersignalhöhe}} \frac{\text{mm}}{\%}$$

so erscheint bei Allpassfilterung der Hologrammorte in 1 mm Abstand vor der Frequenzebene am geeignetsten mit $S' = 8,48$ (mm/%), während bei Hochpassfilterung das Maximum bei 2,5 mm Defokussierung mit einem Wert von $S' = 35,4$ (mm/%) erreicht wird. Insgesamt zeigt bei dieser Beurteilung die Hochpassfilterung immer bessere Werte als die Allpassfilterung.

5.5 Einfluß des Gleichlichtanteils bei Allpass- filterung

Verläßt man die Frequenzebene, so geht die Gesamtbildfläche rasch ins Projektionsbild über und der der Mustertransparenzfunktion überlagerte Gleichlichtanteil erscheint nicht mehr als zentrales Maximum. Erreicht man den Ort, an dem das Photomaterial den verbleibenden Intensitätsbereich verarbeiten kann, so bleibt der Einfluß der veränderten Gesamttransparenz eines Musters bei weiterem Fortschreiten in Richtung Bildebene gleich, solange die Musterdetails noch als Beugungsbild vorliegen. Ist der Filterort dem holographischen Maskenverfahren zuzurechnen, so ist der Einfluß des Gleichlichtanteils ortsabhängig geworden und kann je nach Musterähnlichkeit das Meßsignal verschieden stark beeinflussen. Abb. 21 zeigt, von der Frequenzebene ausgehend, welchen Einfluß die veränderte Gesamttransparenz des Fehlmusters 2 auf das Ausgangssignal bei 1, 2.5, 5 und 25 mm Defokussierung besitzt. Die jeweils am höchsten liegende Kurve zeigt die Messung des Fehlmusters 2 ohne Normierung, die mittlere zum Vergleich das Originalmuster und die untere die normierte Verschiebungskurve von Fehlmuster 2. Man sieht, daß in 2,5 mm bereits der Gleichlichtanteil voll wirkt und in 25 mm keine wesentliche Veränderung mehr aufgetreten ist.

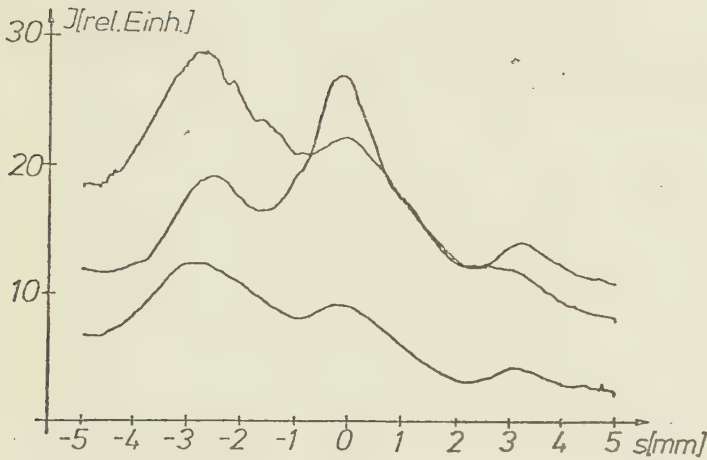
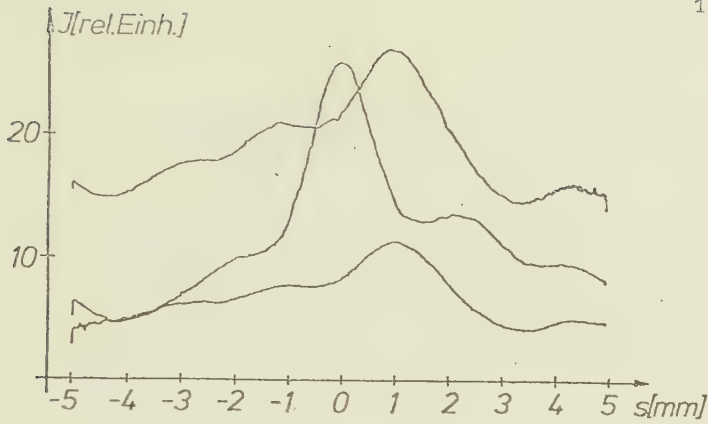


Abb. 21 Darstellung der veränderten Gesamttransparenz des Fehlmusters 2 in verschiedenen Abständen des Filterhologramms von der Frequenzebene. Obere Kurve: Nicht normiert; mittlere Kurve: Originalmuster, untere Kurve: normiert

a) 1 mm
b) 2,5 mm

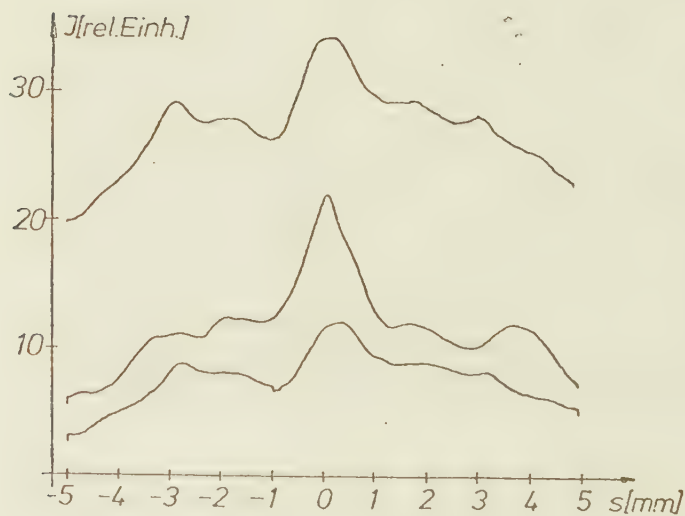
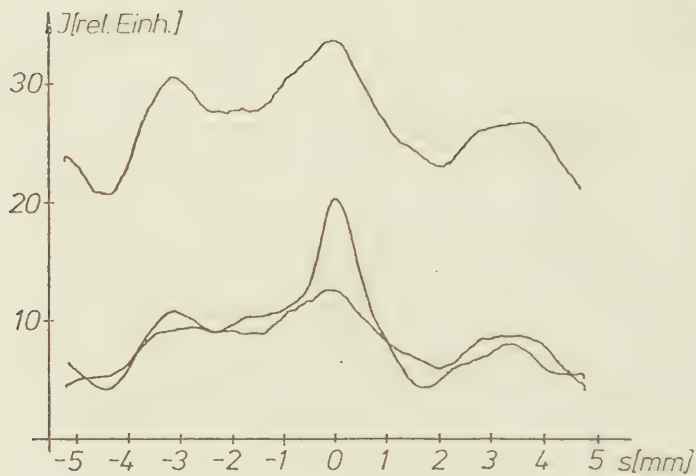


Abb. 21 Einfluss der veränderten Gesamttransparenz

c) 5mm

d) 25 mm

Zusammenfassung

Ein analoges optisches Verfahren zur Fehlererkennung an transparenten Mustern, das die Kontrollen auf Übereinstimmung mit einem Originalmuster durch menschliche Beobachter ersetzen soll, muß zwei Voraussetzungen erfüllen; einmal soll es eine hohe Erkennungssicherheit besitzen, und weiterhin soll es geringe Anforderungen an die Justierung des zu vergleichenden Musters stellen. Geht man von inkohärenten Maskenverfahren zu einer Filterung mit Hologrammen in der Bildebene über, so findet man bereits bessere Werte für diese beiden Kriterien. Optimale Fehlererkennung läßt sich translationsinvariant jedoch nur durch die Messung der Kreuzkorrelationsfunktion bei Frequenzebenenfilterung durchführen.

Wie aus der Zeichenerkennung mit holographisch hergestellten Korrelationsfiltern bekannt, führen jedoch Nichtlinearitäten des Erkennungssystems - bedingt durch die enge Begrenzung des linear aussteuerbaren Bereichs von photographischem Material - zu einer erheblichen Einschränkung der theoretischen Werte. Dies gilt noch mehr für Halbtonvorlagen, bei denen einer hohen mittleren Gesamttransparenz eine Musterfunktion geringer Modulation überlagert ist.

Die Möglichkeit, den Erkennungsprozess daher durch Filterung mit defokussierten Fourierhologrammen zu verbessern - nach einem Vorschlag aus dem Gebiet der Zeichenerkennung mit digitalen Transparenzfunktionen - wird an einem Halbtonmuster untersucht.

Eine weitere Erhöhung der Selektivität soll durch Unterdrückung des Gleichlichtanteils, dargestellt durch das zentrale Maximum, und den daraus folgenden Hochpasscharakter des Filters erreicht werden. Die Erkennung charakteristischer Fehler aus der Praxis der Mustervervielfältigung und eine geringe Abhängigkeit von der genauen Justierung des zu vergleichenden Musters beschreiben die Eignung der gewählten Filterorte.

Aus den Messungen ergibt sich, daß bei Allpassfilterung außerhalb der Frequenzebene im Bereich Fraunhoferscher Beugung eine bessere Selektivität zu erreichen ist, wozu hauptsächlich die Verringerung der Translationsabhängigkeit beiträgt. Erheblich bessere Selektivitätswerte erreicht man jedoch durch die Unterdrückung des Gleichlichtanteils. Bei Hochpassfilterung werden, ebenfalls außerhalb der Frequenzebene, um ein Mehrfaches bessere Werte für die Gesamtselektivität gefunden, was sowohl aus den geringen Fehler-signalhöhen, als auch aus der großen Translationsinvarianz resultiert. Die Information über die mittlere Transparenz der Vorlage ist dabei jedoch verlorengegangen und muß in einer getrennten Messung erbracht werden. Dasselbe gilt aber auch bei Allpassfilterung in der Nähe der Frequenzebene, wo - wie die Messungen zeigen - eine Überbelichtung des Zentrums nicht zu vermeiden ist.

LITERATURNACHWEIS

- ARSENAULT, H., BROUSSEAU, N.: Space variance in quasi linear coherent optical processors, JOSA 63 (1973), 555
- ARSENAULT, H.: Conditions for space invariance in optical data processors used with coherent or incoherent light, Appl. Opt. 11 (1972), 2228
- BESTENREINER, F., GREIS, U., WEIERSHAUSEN, W.: Alphanumeric storage capacity of a defocused fourier hologram and a fourier hologram Matrix, Photograph. Sci. Eng. 16 (1972), 4
- BIEDERMANN, K.: A function characterizing photographic film that directly relates to brightness of holographic images, Optik 28 (1968), 160
- BIEDERMANN, K.: Image encoding in modulated gratings from 1899-1970, Opt. Acta 17 (1970), 631
- BIEDERMANN, K.: Information storage materials for holography and optical data processing, Opt. Acta 22 (1975), 103
- BINNS, R.A., DICKINSON, A., WATRASIEWICZ, B.M.: Methods of increasing discrimination in optical filtering, Appl. Opt. 7 (1968), 1047
- BROWN, B.R., LOHMANN, A.W.: Complex spatial filtering with binary masks. Appl. Opt. 5 (1966), 967

- BORN, M., WOLF, E.: Principles of Optics
Pergamon Press 1975
- BROUSSEAU, N., ARSENAULT, H.: Emulsion thickness
and space variance: combined effects in
VANDER LUGT optical correlation, Appl. Opt. 14
(1975), 1679
- BRYNGDAHL, O.H., LOHMANN, A.W.: Nonlinear effects
in holography, JOSA 58,10 (1968), 1325
- BURCH, J.M., TOKARSKI, J.M.: Production of multiple
beam fringes from photographic scatterers,
Opt. Acta 15,2 (1968), 101
- CUTRONA, L.J., LEITH, E.N., PALERMO, E.J., PORCELLO, L.J.:
Optical data Processing and filtering systems,
IRE, Trans. on Inform. Theory 6 (1960), 386
- DASHIELL, S.R., LOHMANN, A.W.: Image subtraction by
polarisation shifted periodic carrier,
O. C. 8,2 (1973), 100
- DEBRUS, S., FRANCON, M., GROVER, C.P.: Detection of
difference between two images, O.C. 6,1 (1972), 15
- DUFFIEUX, P.M.: L'integrale de fourier et ses applications
à l'optique, Faculté des Sciences, Besancon (1946)
- DOUKLIAS, N., SHAMIR, J.: Relation between object
position and autocorrelation spots in the VANDER LUGT
filtering process; 2: Influence of the volume nature
of the photographic emulsion, Appl. Opt. 12,2 (1973), 364
- ELIAS, P.: Optics and communication theory,
JOSA 43,4 (1953), 229

- FINK, W., BIAS, D.C.: Suppression in diffraction patterns, O.C. 5,4 (1972), 301
- FRIESEM, A.A., PEDOROWICZ, R.J.: Recent advances in multicolor wavefront reconstruction, Appl. Opt. 5,6 (1966), 1085
- FRIESEM, A.A., WALKER, J.L.: Thick absorption recording media in holography, Appl. Opt. 9,1 (1970), 201
- GABOR, D.: Annue microscopic principle, Nature 161 (1948), 777
- GABOR, D.: Microscopy by reconstructed wave-fronts, Proc. Roy. Soc. A 197 (1949), 454
- GABOR, D.: Character recognition by holography, Nature 208 (1965), 422
- GABOR, D., STROKE, G.W., RESTRICK, R., FUNKHOUSER, A., BRUMM, D.: Optical image synthesis (complex amplitude addition and subtraction) by holographic fourier transformation, Phys. Letters 18 (1965), 116
- GALLI, M.: Vergleichende Untersuchungen zur Empfindlichkeit der optischen Korrelationsanalyse mit holographischen- bzw. Maskenverfahren, Dipl. Arbeit, München 1973
- GOLDBERG, E.: Patentschrift über ein inkohärentes Mustererkennungsverfahren, Dresden 1927

- GRAY, P.F., BARNETT, M.E.: Matched filtering of continuous tone transparencies using phase media, O.C. 14,1 (1975), 46
- GOODMAN, J.W.: Introduction to fourier optics, Mc Graw-Hill Book Company, San Francisco 1968
- GOODMAN, J.W., STRÜBIN, F.: Increasing the dynamic range of coherent optical filters by means of modulating gratings, JOSA 63 (1973), 50
- GROH, G.: Holographie, Verlag Berliner Union, Stuttgart 1973
- JAVAN, A., BENNET Jr., W.R., HERRIOT, D.R.: Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture. Phys. Rev.Letters 9 (1962), 366
- KOGELNIK, H.: Coupled wave theory for thick hologram gratings, Bell. Syst. Tech. J. 48 (1969), 2909
- KOVASZNAY, L.S., ARMAN, A.: Optical autocorrelation measurement of two-dimensional random patterns, Review Scient. Inst. R. 28 (1957), 793
- KOZMA, A., KELLY, D.M.: Spatial filtering for detection of signals submerged in noise, Appl. Opt. 4,4 (1965), 387
- KOZMA, A., JULL, G.W.: Analysis of the film non-linearities in hologram recording, Opt. Acta 15 (1968), 527

- KOZMA, A., JULL, G.W., HILL, K.O.: An analytical and experimental study of non-linearities in hologram recording, Appl. Opt. 9,3 (1970), 721
- KÜPFMÜLLER, K.: Über Einschwingvorgänge in Wellenfiltern, Elektr.Nachr.Techn. 1 (1924), 141
- LANDRY, J.J., PHIPPS, G.S.: Holographic characteristics of 10 E 75 plates for single- and multiple-exposure holograms, Appl. Opt. 14,9 (1975), 2260
- LEE, T.C., GOSSEN, D.: Generalised fourier transform holography and its applications, Appl. Opt. 10,4 (1971), 961
- LEE, S.H., YAG, S.K., MILNES, A.G.: Optical image synthesis in real time by a diffraction-grating interferometric method, JOSA 60 (1970), 1037
- LEITH, E.N., UPATNIEKS, J.: Reconstructed wavefronts and communication theory, JOSA 52 (1962), 1123
- LEITH, E.N., UPATNIEKS, J.: Wavefront reconstruction with continuous tone objects, JOSA 53 (1963), 1377
- LEITH, E.N., UPATNIEKS, J.: Wavefront reconstruction with diffused illumination and 3-dimensional objects, JOSA 54 (1964), 1295
- LOHMANN, A.W.: Optische Einseitenbandübertragungen, angewandt auf das Gabor-Mikroskop, Opt. Acta 3 (1956), 97

- LOHMANN, A.W., ARMITAGE, J.D.: Character recognition by incoherent spatial filtering, Appl. Opt. 4,4 (1965), 461
- LOHMANN, A.W., PARIS, T.B.: Space-variant image formation, JOSA 55 (1965), 1007
- LOHMANN, A.W., WERLICH, H.W.: Incoherent matched filtering with fourier holograms, Appl. Opt. 10 (1971), 670
- LOWENTHAL, S.: Linéarité en imagerie cohérente, Opt. Acta 12 (1965), 261
- LOWENTHAL, S., BELVAUX, Y.: Reconnaissance des formes par filtrage fréquences spatiales. Opt. Acta 14 (1967), 245
- MAIMAN, T.H.: Stimulated optical radiation in ruby, Nature 187 (1960), 493
- MALLICK, S., ROBLIN, M.L.: Coherent imaging in presence of defect of focus, JOSA 64, 10 (1974), 1344
- MARECHAL, A., CROCE, P.: Un filtre de fréquences spatiales pour l'amélioration du contraste des images optiques, C.r. hebdomadaire Acad. Science, Paris 237 (1953), 607
- MATSUDA, K., TAKEYA, N.: An experiment of image subtraction using holographic beamsplitter, O.C. 2,9 (1971), 425

- MC LACHLAN, D.: The role of optics in applying correlation functions to pattern recognition, JOSA 52,4 (1962), 454
- MENZEL, E., MIRANDE, W., WEINGÄRTNER, I.: Fourier-Optik und Holography, Springer-Verlag 1973
- MIRANDE, W.: Einfache optische Filter für das optische Differenzieren, Optik 39 (1974), 581
- MUELLER, M.R., CARLSON, F.P.: Apparent image enhancement through coherent defocusing, JOSA 63 (1973), 293
- NYQUIST, H.: Certain factors affecting telegraph speed, Bell. Syst. Tech. J. 3 (1924), 324
- O'NEILL, E.L.: Spatial filtering in optics, IRE, Trans. on Inform. Theory 2 (1956), 56
- OLIVEI, A.: Performance evaluation of holographic storage and access systems, Optik 43 (1975), 1
- PAPOULIS, A.: The fourier integral and its applications, Mc Graw-Hill Book Company, San Francisco 1962
- PAPOULIS, A.: Systems and transforms with applications in optics, Mc Graw-Hill Book Company, San Francisco 1968
- PERNICK, B.J., LEVINSON, S., BARTOLOTTA, C.: Enhancement of low spatial frequency signals with optical aperture tapering, Appl. Opt. 9,8 (1970), 1902

- POLITCH, J., BEN-URI, J.: Considerations in multi-beam holography, *Optik* 38 (1973), 368 und 479
- PULVERMACHER, H.: Fresnelbeugung, Näherungsverfahren. Unveröffentlichtes Manuskript 1976
- RAU, J.E.: Detection of differences in real distributions, *JOSA* 56 (1966), 1490
- RHODES, E.J.: Microscope imagery as carrier communication, *JOSA* 43,10 (1953), 848
- ROBLIN, M.L., PARIS, D.P.: Soustraction d'images en temps réel utilisant un modulateur à deux réseaux, *O.C.* 10 (1974), 43
- RÖHLER, R.: Informationstheorie in der Optik, Stuttgart 1967
- RÖHLER, R., GALLI, M.: Comparative tests concerning the sensitivity and adjustment requirements of optical correlation analysis with holographic and mask methods, *Opt. Acta* 22,5 (1975), 421
- TRABKA, E.A., ROETLING, P.G.: Image transformations for pattern recognition using incoherent illumination and bipolar aperture masks, *JOSA* 54,10 (1964), 1242
- VANDER Lugt, A.: Signal detection by complex spatial filtering, *IEEE, Trans. on Inform. Theory* 10 (1964), 139

VANDER LUGT, A.: A review of optical data processing techniques, Opt. Acta 15,1 (1968), 1

VANDER LUGT, A., ROTZ, F.B.: The use of film nonlinearities in optical spatial filtering, Appl. Opt. 9,1 (1970), 215

WINZER, G.: Holographisch angepasste Filterung mit einem Spalt variabler Länge als einfachem Modell für fehlerhafte Zeichen, Optik 40 (1974), 80

WINZER, G.: An examination of the suitability of holographic low-pass, high-pass and band-pass filters for the recognition of characters featuring a semantically simple structure, Opt. Acta 21,9 (1974), 697

Lebenslauf

- 1941 Geboren am 14.6.1941 als Sohn des Diplom-Ingenieurs Werner Eckart und seiner Ehefrau Helene, geb. Kratz
- 1947 - 1951 Besuch der Volksschulen in Passau und München
- 1951 - 1960 Besuch des Theresiengymnasiums in München, des Bertholdgymnasiums in Freiburg und des Humboldtgyrnasiums in Düsseldorf
- 1961 Abitur am Humboldtgyrnasium in Düsseldorf
- 1961 - 1970 Physikstudium in Köln und München
- 1970 Diplom in Physik am Institut für medizinische Optik der Universität München.
Thema der Diplomarbeit: Eine Methode zur automatischen Refraktionsbestimmung des Auges
- 1970 Mitarbeit an einer Forschungsarbeit der Firma Siemens in München
- 1971 - 1976 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für medizinische Optik der Universität München
- 1977 Angestellter in der Abteilung Zentrale Forschung bei der Firma Berthold-AG, in München

Dem Herrn Professor Dr. R. Röhler danke ich für die interessante Themenstellung und für zahlreiche wertvolle Hinweise und Ratschläge. Weiterhin danke ich Herrn Professor Dr. J. Brandmüller für sein entgegenkommendes Interesse an dieser Arbeit.

Nicht zuletzt bin ich allen Mitarbeitern des Instituts, allen voran Herrn Akad. Oberrat Dr. H. Pulvermacher und Herrn Dr. R. Krusche für die vielen Diskussionen zu Dank verpflichtet, die nicht unerheblich zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

